



David Duarte Pereira Inácio

Mestre

Estudo do Motor em Disco com o Rotor em Alumínio e em Supercondutor Multi-semente

Dissertação para obtenção do Grau de Doutor em
Engenharia Electrotécnica e de Computadores

Orientador: Prof. Doutor Mário Ventim Neves, Professor
Auxiliar, Faculdade de Ciências e Tecnologia da
Universidade Nova de Lisboa

Co-orientador: Prof. Doutor João Miguel Murta Pina, Professor
Auxiliar, Faculdade de Ciências e Tecnologia da
Universidade Nova de Lisboa

Co-orientador: Prof. Doutor Alfredo Álvarez Garcia, Professor
Titular, *Escuela de Ingenierías Industriales* da
Universidad de Extremadura

Júri:

Presidente: Prof. Doutor Paulo da Fonseca Pinto

Arguentes: Prof. Doutor Joaquim António Fraga Gonçalves Dente
Prof. Doutor Manuel Ventura Guerreiro das Neves

Vogais: Prof. Doutora María Pilar Suárez Marcelo
Prof. Doutor Amadeu Leão Rodrigues
Prof. Doutora Anabela Gonçalves Pronto

Este trabalho foi realizado com o apoio da Fundação para a Ciência e Tecnologia – Ministério da
Educação e Ciência (SFRH / BD / 43464 / 2008)

Dedicatórias

“ Por mais longa que seja a caminhada o mais importante é dar o primeiro passo. ”

Vinícius de Moraes

Papá & Mamã

Steve & Bruno

Família

Amigos

& a ti ... Ana @17/06/07

Agradecimentos

A investigação científica, e tudo o que ela abarca, por muito interessante que se ache e por muito intelecto e prestígio que possa oferecer, não é fácil e, por vezes, esgota por infinito de conhecimento e métodos que implica. Contudo é o gosto pela procura do desconhecido e o próprio desafio que funciona como combustível na procura do nobre conhecimento.

A meu ver, o avanço do conhecimento e da descoberta está muitas vezes pouco ou erradamente definido. Qualquer investigador baseia a investigação no conhecimento acumulado por investigadores anteriores, na descoberta e investigação de novos comportamentos ou de algumas pontas que ficam “soltas” e merecem atenção. O investigador pode ter uma ideia pseudo-detalhada do que quer alcançar, definir métodos científicos para atingir o desafio, possuir hipóteses para garantir a caminhada, ter um plano para executar a descoberta, ..., contudo é inúmeras vezes surpreendido pela alteração de rumo, por becos sem saída, necessidade de definir novos métodos de ataque microscópicos para a compreensão dos caminhos intermédios da descoberta, pelo verificar que no fim não encontra nada de novo ou nada que seja diferente do seu ponto de partida, obrigando-o a reequacionar novos pontos de partida ou, muitas vezes, a recomeçar, mesmo que de outros pontos.

Por isso, nesta minha caminhada, a muitos devo o meu sincero obrigado por apoio, ou por esclarecimento ou simplesmente por existirem na minha vida. Manifesto aqui os meus mais sinceros e cordiais agradecimentos,

Primeiramente, às minhas duas famílias, Pereira Inácio e Brandão Paninho, pela entrega, paciência e apoio incondicional disponibilizado,

Aos meus orientadores científicos, Professor M. Ventim Neves, Professor João Murta Pina e Professor Alfredo Alvarez pela disponibilidade, amizade criada e pelo excelente exemplo que me proporcionaram,

Muito especial ao Professor A. Leão Rodrigues, eterno exemplo pessoal e profissional por todos os ensinamentos e amizade,

Um especial agradecimento a todos os elementos do grupo *Benito Mahedero – Universidad de Extremadura - Badajoz* (Alfredo Álvarez, Pilar Suárez, e José M. Ceballos) pelo acolhimento e por todo o suporte na concretização experimental e científica.

Aos Professores e Colegas Anabela Gonçalves, Pedro Pereira João Martins pelo apoio técnico-científico, amizade, paciência, explicações e primorosos momentos de lazer,

Ao professor Stanimir Valtchev pelo suporte prestado na procura de material para a concretização experimental apresentada,

A todos os meus colegas da Secção de Energia,

Ao Departamento de Engenharia Electrotécnica da Faculdade de Ciências e Tecnologia da Universidade Nova de Lisboa pela disponibilização de os meios possíveis e necessários à realização deste trabalho,

À Fundação para a Ciência e Tecnologia pelo suporte financeiro,

Ao Centro de Tecnologia e Sistemas do UNINOVA que proporcionou parte da formação e permitiu a apresentação dos trabalhos em conferências e respectivo presidente, Professor A. Steiger Garção, pela portentosa disponibilidade e conselhos,

Ao Sr. Octávio Galha e Sr. Duarte Guerreiro, por todo o suporte e profissionalismo,

Aos membros da secretaria do Departamento de Engenharia Eletroctécnica, Ana Cristina, Helena Inácio e Elsa Abrantes, por todo apoio, amizade e paciência desde sempre.

A todos, MUITO OBRIGADO.

David Pereira Inácio

Outubro de 2014

Sumário

Nesta dissertação é realizado o estudo de um motor em disco polifásico com armadura convencional e rotor que pode ser convencional, em alumínio, ou composto por material supercondutor de alta temperatura multi-semente.

O motor com o rotor em alumínio apresenta um comportamento assíncrono bem definido, baseado na lei geral de indução de eletromotrizes no induzido. Contudo, ao ser mergulhado em azoto líquido, evidencia melhores características eléctricas, tanto do induzido como do indutor, mesmo que o núcleo ferromagnético convencional possa exibir degradação magnética.

O motor com o rotor SAT exibe um comportamento distinto, evidenciando ambos os regimes síncrono e assíncrono estáveis. O regime síncrono fica caracterizado pelo fenómeno de aprisionamento de campo, que garante que o rotor gire síncrono com o campo girante do estator. Em regime assíncrono, para um determinado valor de binário resistente aplicado superior ao electromagnético máximo desenvolvido pelo motor, o fenómeno de escoamento de campo está presente, sendo o binário electromagnético motor reforçado por um binário extra de perdas de carácter resistivo desenvolvidas no rotor devido à interacção da densidade de corrente a campos eléctricos que se estabelecem no rotor. Neste caso, o fenómeno de escoamento de campo não é devido a forças de Lorentz que se definem na matriz de Abrikosov, mas sim devido a esta ser “puxada” pelo campo girante do estator, ficando a matriz a deslizar sobre o rotor.

De modo a obter as características dos sistemas electromecânicos em estudo é realizada uma análise teórica, baseada na teoria convencional das máquinas eléctricas, com o objectivo de compreender alguns dos fenómenos do motor de fluxo axial, e uma análise baseada num programa comercial de elementos finitos onde o fenómeno da supercondutividade é simulado com base na relação entre o campo eléctrico e a densidade de corrente pela lei da potenciação (*E-J power law*). O ensaio dos motores referidos é realizado para comparar ambos os sistemas e de realçar o princípio de funcionamento e as características mais relevantes de cada um.

Da análise realizada é desenvolvido um modelo que caracteriza o funcionamento da máquina com o rotor com SAT.

Abstract

In this thesis is performed the study of a polyphasic disc motor with conventional armature and rotor which can be conventional (aluminum) or an high temperature superconductor polycrystalline rotor.

The conventional aluminum rotor motor presents the known asynchronous behavior, based on the induction law, however, by being immersed in liquid nitrogen, shows better electrical characteristics of both inductor and induced, even the conventional ferromagnetic core exhibit magnetic degradation.

The high temperature superconductor motor shows a very interesting behavior, evidencing both synchronous and asynchronous stable regimes. The synchronous regime is characterized for the flux pinning's phenomenon, which ensure that the rotor's magnetic field is synchronous with the stator's rotating field. The asynchronous regime, for a specific value of load torque higher than the maximum electromagnetic motor torque, the flux flow phenomenon is present, being the electromagnetic motor torque enhanced by an extra loss torque due to the losses of the interaction between the induced current density and the electric fields in the rotor material. In this case, the flux flow phenomenon aren't due to the Lorentz forces in the Abrikosov matrix but due to this being "pulled" by the rotating field of the stator, which makes that the matrix "slips" on the rotor.

To obtain the electromechanical systems' characteristics is performed an theoretical analysis, based on the conventional theory of electrical machines with the aim of understand the axial flux disc motor phenomena and an simulated analysis based in a commercial finite element algorithm program where the superconductivity is simulated defined with the E-J power law. The tests in the referred systems are performed with the objective of provide a comparison between both motors and highlight the operating principle and the most relevant characteristics of each.

From the preformed analysis is developed the model that characterizes these machines.

Acrónimos & Símbolos

SAT – Supercondutores de Alta Temperatura.

YBCO – YBaCuO (Ítrio, Bário, Cobre e Oxigénio).

EEE – Esquema Eléctrico Equivalente.

DC – corrente contínua – *direct current*.

RPM – rotações por minuto.

SQUID – Dispositivo Supercondutor de Interferência Quântica (*Superconducting Quantum Interference Device*).

MEG – Acrónimo para magnetoencefalógrafo (*Magnetoencephalography*).

MCG – Acrónimo para Magnetocardiografia (*Magnetocardiography*).

LHC – Acrónimo para *Large Hadron Collider*.

CERN – Acrónimo para Organização Europeia para a Investigação Nuclear - *European Organization for Nuclear Research*.

SMES – Acrónimo de Sistemas de armazenamento de energia, sem perdas, em electromagnetos supercondutores (*Superconducting Magnetic Energy Storage*).

ML – Motor Linear

$f.m.m.$ – força magnetomotriz [A·espira].

$f.e.m.$ – força electromotriz [V].

A_E – Altura do estator [mm].

A_R – Altura do rotor [mm].

A_G – Entreferro [mm].

A_C – Altura da cava [mm].

B – Campo de indução magnética ou densidade de fluxo magnético [T].

\overline{B}_y – Fasor da indução magnética, segundo a coordenada y [T].

B_y – Amplitude da indução magnética, segundo a coordenada y [T].

\mathbf{B} – Vector da indução magnética ou densidade de fluxo magnético [T].

$B_g(t, \theta)$ – Componente viajante/girante fundamental da densidade de fluxo no ar [T].

$B_h(t, \theta)$ – Componente viajante/girante fundamental da densidade de fluxo no rotor [T].
 $B_{r,1}$ – Módulo da componente fundamental da densidade de fluxo magnético no rotor [T].
 B_{pt} – Campo de indução magnética correspondente à penetração total de fluxo dentro da amostra SAT [T].
 c – Largura de cava [m].
 C_E – Comprimento do estator [mm].
 C_R – Comprimento do rotor [mm].
 C_C – Comprimento da cava [mm].
 C_{EC} – Comprimento entre cavas [mm].
 D_o – Diâmetro externo [m].
 D_i – Diâmetro interno [m].
 $d\theta$ – Componente angular elementar [rad].
 dr – Componente radial elementar [m].
 dS – Componente superfície elementar [m²].
 e – força electromotriz [V].
 E_c – Campo eléctrico crítico [V·m⁻¹].
 e_s – Carga do electrão [C].
 \bar{e}_{kf} – Fasor da f.e.m. induzida na fase kf [V].
 e_{kf} – Amplitude da f.e.m. induzida na fase kf [V].
 \mathbf{E} – Vector do campo eléctrico [V·m⁻¹].
 \mathbf{E}_z – Vector do campo eléctrico, segundo a coordenada z [V·m⁻¹].
 \bar{E}_z – Fasor do campo eléctrico [V·m⁻¹].
 E_z – Amplitude do campo eléctrico [V·m⁻¹].
 $e_z(x, t)$ – Valor instantâneo da distribuição viajante/girante do campo eléctrico [V·m⁻¹].
 F – força magnetomotriz [A·espira].
 $F_{m,s}(t, \theta)$ – Componente viajante/girante da *f.m.m.* no estator [A·espira].
 $F_{m,g}(t, \theta)$ – Componente viajante/girante da *f.m.m.* no entreferro [A·espira].
 $F_{m,r}(t, \theta)$ – Componente viajante/girante da *f.m.m.* no rotor [A·espira].

$F_{s,1}$ – Módulo da componente fundamental da *f.m.m.* no estator [A·espira].

$F_{g,1}$ – Módulo da componente fundamental da *f.m.m.* no entreferro [A·espira].

$F_{r,1}$ – Módulo da componente fundamental da *f.m.m.* no rotor [A·espira].

$F_{1i,1A}$ – Força total resultante na área *A*, devido ao condutor de ida da fase 1 no semi-estator inferior [N].

$F_{1i,1B}$ – Força total resultante na área *B*, devido ao condutor de ida da fase 1 no semi-estator inferior [N].

$F_{1i,1C}$ – Força total resultante na área *C*, devido ao condutor de ida da fase 1 no semi-estator inferior [N].

$F_{2i,1A}$ – Força total resultante na área *A*, devido ao condutor de ida da fase 2 no semi-estator inferior [N].

$F_{2i,1B}$ – Força total resultante na área *B*, devido ao condutor de ida da fase 2 no semi-estator inferior [N].

$F_{2i,1C}$ – Força total resultante na área *C*, devido ao condutor de ida da fase 2 no semi-estator inferior [N].

$F_{3i,1A}$ – Força total resultante na área *A*, devido ao condutor de ida da fase 3 no semi-estator inferior [N].

$F_{3i,1B}$ – Força total resultante na área *B*, devido ao condutor de ida da fase 3 no semi-estator inferior [N].

$F_{3i,1C}$ – Força total resultante na área *C*, devido ao condutor de ida da fase 3 no semi-estator inferior [N].

$F_{1i,2A}$ – Força total resultante na área *A*, devido ao condutor de volta da fase 1 no semi-estator inferior [N].

$F_{1i,2B}$ – Força total resultante na área *B*, devido ao condutor de volta da fase 1 no semi-estator inferior [N].

$F_{1i,2C}$ – Força total resultante na área *C*, devido ao condutor de volta da fase 1 no semi-estator inferior [N].

$F_{2i,2A}$ – Força total resultante na área *A*, devido ao condutor de volta da fase 2 no semi-estator inferior [N].

$F_{2i,2B}$ – Força total resultante na área B , devido ao condutor de volta da fase 2 no semi-estator inferior [N].

$F_{2i,2C}$ – Força total resultante na área C , devido ao condutor de volta da fase 2 no semi-estator inferior [N].

$F_{3i,2A}$ – Força total resultante na área A , devido ao condutor de volta da fase 3 no semi-estator inferior [N].

$F_{3i,2B}$ – Força total resultante na área B , devido ao condutor de volta da fase 3 no semi-estator inferior [N].

$F_{3i,2C}$ – Força total resultante na área C , devido ao condutor de volta da fase 3 no semi-estator inferior [N].

$F_{1s,1A}$ – Força total resultante na área A , devido ao condutor de ida da fase 1 no semi-estator superior [N].

$F_{1s,1B}$ – Força total resultante na área B , devido ao condutor de ida da fase 1 no semi-estator superior [N].

$F_{1s,1C}$ – Força total resultante na área C , devido ao condutor de ida da fase 1 no semi-estator superior [N].

$F_{2s,1A}$ – Força total resultante na área A , devido ao condutor de ida da fase 2 no semi-estator superior [N].

$F_{2s,1B}$ – Força total resultante na área B , devido ao condutor de ida da fase 2 no semi-estator superior [N].

$F_{2s,1C}$ – Força total resultante na área C , devido ao condutor de ida da fase 2 no semi-estator superior [N].

$F_{3s,1A}$ – Força total resultante na área A , devido ao condutor de ida da fase 3 no semi-estator superior [N].

$F_{3s,1B}$ – Força total resultante na área B , devido ao condutor de ida da fase 3 no semi-estator superior [N].

$F_{3s,1C}$ – Força total resultante na área C , devido ao condutor de ida da fase 3 no semi-estator superior [N].

$F_{1s,2A}$ – Força total resultante na área A , devido ao condutor de volta da fase 1 no semi-estator superior [N].

$F_{1s,2B}$ – Força total resultante na área B , devido ao condutor de volta da fase 1 no semi-estator superior [N].

$F_{1s,2C}$ – Força total resultante na área C , devido ao condutor de volta da fase 1 no semi-estator superior [N].

$F_{2s,2A}$ – Força total resultante na área A , devido ao condutor de volta da fase 2 no semi-estator superior [N].

$F_{2s,2B}$ – Força total resultante na área B , devido ao condutor de volta da fase 2 no semi-estator superior [N].

$F_{2s,2C}$ – Força total resultante na área C , devido ao condutor de volta da fase 2 no semi-estator superior [N].

$F_{3s,2A}$ – Força total resultante na área A , devido ao condutor de volta da fase 3 no semi-estator superior [N].

$F_{3s,2B}$ – Força total resultante na área B , devido ao condutor de volta da fase 3 no semi-estator superior [N].

$F_{3s,2C}$ – Força total resultante na área C , devido ao condutor de volta da fase 3 no semi-estator superior [N].

F_{lA} – Força na área A , devido à alimentação trifásica do semi-estator inferior [N].

F_{lB} – Força na área B , devido à alimentação trifásica do semi-estator inferior [N].

F_{lC} – Força na área C , devido à alimentação trifásica do semi-estator inferior [N].

F_{lSAT} – Força total resultante no elemento SAT, devido à alimentação trifásica do semi-estator inferior [N].

F_{SAT} – Força total resultante no elemento SAT, devido à alimentação trifásica do sistema de excitação [N].

$\bar{F}_{m,r}$ – Fator da $f.m.m.$ no rotor [A-espira].

$\bar{F}_{m,s}$ – Fator da $f.m.m.$ no estator [A-espira].

$\bar{F}_{m,g}$ – Fator da $f.m.m.$ no entreferro [A-espira].

H – Campo magnético [$A \cdot m^{-1}$].

$\overline{H_y}$ – Fator do campo magnético, segundo a coordenada y [$A \cdot m^{-1}$].

H_y – Amplitude do campo magnético, segundo a coordenada y [$A \cdot m^{-1}$].

$H_s(\theta)$ – Componente angular do campo magnético no estator [$A \cdot m^{-1}$].

$H_g(\theta)$ – Componente angular do campo magnético no entreferro [$A \cdot m^{-1}$].

$H_r(\theta)$ – Componente angular do campo magnético no rotor [$A \cdot m^{-1}$].

$H_r(t, \theta)$ – Componente viajante/girante fundamental do campo magnético no rotor [$A \cdot m^{-1}$].

$H_{r,1}$ – Módulo da componente fundamental do campo magnético no rotor [$A \cdot m^{-1}$].

H_c – Campo magnético crítico [$A \cdot m^{-1}$].

I_m – Valor máximo de corrente injectada [A].

$\bar{I}_{s,kf}$ – Fasor da corrente de alimentação, na fase kf [A].

$I_{s,kf}$ – Amplitude da corrente de alimentação, na fase kf [A].

$\bar{I}_{g,kf}$ – Fasor da corrente fictícia equivalente no entreferro, na fase kf , responsável por induzir o campo magnético no entreferro [A].

$I_{g,kf}$ – Amplitude da corrente fictícia equivalente no entreferro, na fase kf , responsável por induzir o campo magnético no entreferro [A].

$\bar{I}_{r,kf}$ – Fasor da corrente fictícia equivalente no rotor, na fase kf , responsável pela magnetização do rotor [A].

$I_{r,kf}$ – Amplitude da corrente fictícia equivalente no rotor, na fase kf , responsável pela magnetização do rotor [A].

J_c – Densidade de corrente crítica [$A \cdot m^{-2}$].

J_m – Valor máximo de densidade de corrente [$A \cdot m^{-2}$].

\bar{J}_s – Fasor da densidade de corrente numa lâmina de corrente equivalente presente no estator [$A \cdot m^{-2}$].

J_s – Amplitude da densidade de corrente numa lâmina de corrente equivalente presente no estator [$A \cdot m^{-2}$].

\bar{J}_r – Fasor da densidade de corrente no rotor [$A \cdot m^{-2}$].

J_r – Amplitude da densidade de corrente no rotor [$A \cdot m^{-2}$].

\mathbf{J} – Vector densidade de corrente [$A \cdot m^{-2}$].

k_w – Factor de enrolamento [adimensional].

l_g – Entreferro [m].

$l_{g,al}$ – Entreferro total para o estudo do motor em vazio (sem rotor) com rotor em alumínio [m].

$l_{g,SAT}$ – Entreferro total para o estudo do motor em vazio (sem rotor) com rotor SAT [m].

L_m – Indutância de magnetização [H].

L_r – Indutância equivalente do rotor [H].

l_{penet} – Quantidade de material SAT penetrado, por área, pelo campo aplicado [%].

m – Número de fases [adimensional].

n_c – Número de espiras no estator [adimensional].

n_s – Densidade de superelectrões.

N_{ph} – Número de espiras, por fase [Adimensional].

N_s – Velocidade eléctrica de sincronismo [RPM].

P_{elect} – Potência eléctrica pedida à fonte [W].

$p_{j,s}$ – Perdas de joule nos enrolamentos de excitação [W].

p_{mag} – Perdas magnéticas [W].

P_{int} – Potência interna [W].

$P_{j,r}$ – Perdas de joule equivalentes no rotor [W].

P_{mec} – Potência mecânica equivalente produzida pelo motor [W].

p – Número de pares de pólos [adimensional].

pen – percentagem de penetração de fluxo no supercondutor [%].

p_s – Número de pares de pólos no estator [adimensional].

p_r – Número de pares de pólos no rotor [adimensional].

q – Número de cavas [adimensional].

r_{in} – Raio interno [m].

r_{out} – Raio externo [m].

r_s – Resistência eléctrica dos enrolamentos do estator, por fase [Ω].

r'_r – Resistência eléctrica fictícia do rotor, reduzida ao estator, por fase [Ω].

$r'_r\left(\frac{1-s}{s}\right)$ – Resistência fictícia, por fase, proporcional à potência mecânica desenvolvida pelo motor, reduzida ao estator [Ω].

r_{fe} – Resistência fictícia, por fase, proporcional às perdas magnéticas (histerese + correntes de Foucault) no núcleo ferromagnético [Ω].

s – escorregamento [adimensional].

t_s – Espessura do semi-estator [m].

t_r – Espessura do rotor [m].

T_c – Temperatura crítica [$^{\circ}$ ou K].

T_e – Binário electromagnético [$N \cdot m$].

ΔT – Binário sincronizante [$N \cdot m$].

$\bar{U}_{s,kf}$ – Fator da tensão de alimentação no estator, para a fase kf [V].

$U_{s,kf}$ – Amplitude da tensão de alimentação no estator, para a fase kf [V].

$\bar{U}_{10,kf}$ – Fator da tensão de magnetização, para a fase kf [V].

$U_{10,kf}$ – Amplitude da tensão de magnetização, para a fase kf [V].

$\bar{U}'_{r,kf}$ – Fator da tensão fictícia no rotor, reduzida ao estator, para a fase kf [V].

$U'_{r,kf}$ – Amplitude da tensão fictícia no rotor, reduzida ao estator, para a fase kf [V].

$\bar{\Delta U}_{s,kf}$ – Fator da queda de tensão interna nos enrolamentos de excitação do estator, para a fase kf [V].

$\Delta U_{s,kf}$ – Amplitude da queda de tensão interna nos enrolamentos de excitação do semi-estator, para a fase kf [V].

$\bar{\Delta U}'_{r,kf}$ – Fator da queda de tensão interna equivalente no rotor, reduzida ao estator, para a fase kf [V].

$\Delta U'_{r,kf}$ – Amplitude da queda de tensão interna equivalente no rotor, reduzida ao estator, para a fase kf [V].

\mathbf{v} – Vector da velocidade [$m \cdot s^{-1}$].

W – Energia magnética [J].

W' – Co-energia magnética [J].

\bar{Z}_g – Fator da impedância equivalente para o entreferro [Ω].

Z_g – Amplitude da impedância equivalente para o entreferro [Ω].

\bar{Z}'_r – Fator da impedância equivalente para o material rotórico [Ω].

Z'_r – Amplitude da impedância equivalente para o material rotórico [Ω].
 β – Constante de onda [$\text{rad}\cdot\text{m}^{-1}$].
 κ – Passo de cavas (*slot pitch*) [rad].
 ρ – Resistividade eléctrica [$\Omega\cdot\text{m}$].
 σ – Condutividade eléctrica [$\text{S}\cdot\text{m}^{-1}$].
 ϕ – Fluxo magnético [Wb].
 τ – Passo polar [m].
 μ_0 – Permeabilidade magnética do ar [$\text{H}\cdot\text{m}^{-1}$].
 θ – Posição angular [rad ou $^\circ$].
 ϕ_r – Fluxo na manga rotórica [Wb].
 ϕ_g – Fluxo no entreferro [Wb].
 ϕ_s – Fluxo no semi-estator [Wb].
 $\phi_{g,1}$ – Módulo da componente fundamental de fluxo magnético no entreferro [Wb].
 σ – Coeficiente de estabilidade da máquina [N].
 $\bar{\varphi}$ – Fasor do fluxo magnético [Wb].
 φ – Amplitude do fluxo magnético [Wb].
 ω – Frequência angular [$\text{rad}\cdot\text{s}^{-1}$].
 $\omega\cdot\lambda_s$ – Reactância de dispersão dos enrolamentos do estator, por fase [Ω].
 $\omega\cdot\lambda'_r$ – Reactância de dispersão fictícia do rotor, reduzida ao estator, por fase [Ω].
 $\omega\cdot L_m$ – Reactância de magnetização, por fase [Ω].
 Ω_{mec} – Velocidade mecânica de rotação do motor [RPM].
 ω_s – Velocidade angular eléctrica de sincronismo [$\text{rad}\cdot\text{s}^{-1}$].
 λ_L – Profundidade de penetração de London [m].
 ψ – Fluxo ligado [Wb].

Índice

Dedicatórias.....	i
Agradecimentos.....	ii
Sumário.....	iv
Abstract.....	v
Acrónimos & Símbolos.....	vi
Índice.....	xv
Índice de Figuras.....	xvi
Índice de Tabelas.....	xxv
1 – Introdução.....	2
1.1 – Motivação.....	2
1.2 – Questão de Investigação e Aproximação Usada.....	5
1.2.1 – Questões de Investigação.....	6
1.2.2 – Hipóteses.....	6
1.3 – Contribuições.....	7
1.4 – Organização da dissertação.....	8
2 – Revisão Bibliográfica.....	14
2.1 – Introdução à Supercondutividade.....	15
2.2 - Materiais Supercondutores.....	19
2.2.1 – Supercondutores de Alta Temperatura.....	21
2.2.2 - Materiais SAT Comerciais.....	40
2.2.3 – Integração de Materiais SAT.....	44
2.2.3.1 - SAT em Dispositivos Eléctricos.....	48
2.2.3.2 - Máquinas Eléctricas com Supercondutores.....	51
2.2.4 – O Futuro.....	59
2.3 – Motor Axial em Disco com o Rotor Supercondutores	61
3 – Motor em Disco.....	66
3.1 - Características Magnéticas Sem Rotor.	67
3.2 - Motor com SAT.....	76
3.2.1 – Histerese Magnética nos Materiais SAT.....	76
3.2.1 – Motor Supercondutor.....	80
3.2.2 - Motor de Histerese em Disco de Fluxo Axial.....	81
3.2.3 - Esquema Eléctrico Equivalente.....	94
4 – Dimensionamento e Construção do Motor em Disco.....	104

4.1 – Semi-estatores e Circuito de Excitação.....	105
4.2 – Rotor.....	110
4.3 – Rolamentos.....	111
4.4 – Sistema de Fixação dos Semi-estatores e Ajuste de Entreferro.....	111
5 – Simulações.....	114
5.1 – Determinação Numérica das Forças Desenvolvidas.....	115
5.2 – Análise pelo Método dos Elementos Finitos.....	126
5.1.1 – Topologia.....	126
5.1.2 – Análise dos Resultados em Situação Magnetostática.....	131
5.1.3 – Análise em Situação de Transitório e Regime Permanente.....	132
6 – Experimentação do motor em disco.....	140
6.1 – Obtenção das Características de Magnetização Resultante no Rotor.....	141
6.1.1 – Circuito de Excitação.....	142
6.1.2 – Montagem Experimental / Aquisição dos Dados.....	143
6.1.3 – Dados Obtidos	145
6.2 – Obtenção das Características do Motor em Disco em movimento.....	151
6.2.1 – Montagem Experimental / Aquisição de Dados.....	151
6.2.2 – Ensaio do motor Convencional.....	152
6.2.3– Ensaio do motor Supercondutor.....	168
7 – Conclusões e Trabalho Futuro.....	184
7.1 – Conclusões.....	184
7.2 – Trabalho Futuro.....	185
8 – Referências.....	187
Anexo: Propriedades do YBCO	207

Índice de Figuras

Figura 2.1: Registo histórico da descoberta de Kamerling Onnes e da característica da resistência eléctrica [Ω] em função da temperatura de operação [$^{\circ}\text{K}$] para o mercúrio obtida a 26 de Outubro de 1911.	15
Figura 2.2: Registos de laboratório de Kamerling Onnes.	15
Figura 2.3: Análise unidimensional da penetração do fluxo magnético no interior de um material supercondutor.	17
Figura 2.4: Descrição básica dos fenómenos e teorias dos materiais supercondutores.....	18
Figura 2.5: Registo da descoberta de Abrikosov.....	19
Figura 2.6: Registo original da descoberta de Bednorz e Müller.....	19
Figura 2.7: Registo original da descoberta de Paul Chu	20
Figura 2.8: Evolução dos materiais supercondutores até ao ano 2010.....	20
Figura 2.9: Superfície tridimensional que define a barreira entre o estado normal e o estado supercondutor de um material, limitado pelos valores críticos T_c , H_c e J_c	21
Figura 2.10: Diagrama de fases B – T para materiais <i>a)</i> supercondutores de Tipo I e <i>b)</i> do Tipo II. O cilindro representa uma amostra supercondutora e as setas representam linhas de campo aplicado com a direcção indicada.....	22
Figura 2.11: Ilustração representativa de um vórtice, incluindo as correntes persistentes, o quanta de fluxo e a corrente resultante de blindagem.....	23
Figura 2.12: Rede de Abrikosov: <i>a)</i> primeiro registo; <i>b)</i> Imagem obtida por técnicas Scanning Tunneling Microscopy (STM) para o supercondutor NbSe.....	23
Figura 2.13: Bloco supercondutor com espessura $2R$ segundo x e dimensões infinitas nas restantes coordenadas com um campo magnético aplicado uniforme na direcção z	26
Figura 2.14: Campo de indução magnética e densidade de corrente resultante na amostra supercondutora para <i>a)</i> magnetização parcial e <i>b)</i> magnetização total, considerando o caso de ZFC.....	27
Figura 2.15: Perfis do campo indução magnética e densidade de corrente resultante na amostra supercondutora, para um campo aplicado com amplitude igual a metade do campo de penetração total (magnetização parcial), considerando o caso de ZFC.....	28
Figura 2.16: Perfis do campo indução magnética e densidade de corrente resultante na amostra supercondutora, para um campo aplicado com amplitude igual ao campo de penetração total (magnetização total), considerando o caso de ZFC.....	29
Figura 2.17: Perfis do campo indução magnética e densidade de corrente resultante na amostra supercondutora, para um campo aplicado com amplitude superior ao campo de penetração total (magnetização total), considerando o caso de ZFC.....	29
Figura 2.18: Perfis do campo indução magnética e densidade de corrente resultante na amostra supercondutora, para um campo aplicado com amplitude igual ao campo de penetração total, considerando o caso de FC.....	30

Figura 2.19: Relação entre a magnetização e o campo aplicado (ciclo de histerese) com magnitude máxima igual a B_{pt} , para a) ZFC, e b) FC.....	31
Figura 2.20: Relação aproximada para a magnetização em função do campo aplicado, obtida para um campo aplicado perpendicularmente à amostra com uma magnitude igual de a) $\frac{1}{2}B_{pt}$, b) B_{pt} , c) $2B_{pt}$ e d) $3B_{pt}$	32
Figura 2.21: Perfis de indução magnética resultantes e valores médios de indução magnética para a aplicação de um campo magnético com uma amplitude entre 0 e H_{pt}	33
Figura 2.22: Perfis de indução magnética resultantes e valores médios de indução para a aplicação de um campo magnético com amplitude entre $(3/4)H_{pt}$ e $-H_{pt}$	34
Figura 2.23: Perfis de indução magnética resultantes e valores médios de indução magnética para a aplicação de um campo magnético com amplitude entre $-(3/4)H_{pt}$ e H_{pt}	35
Figura 2.24: Ciclo de histerese aproximado, obtido para um campo aplicado perpendicularmente à amostra com uma amplitude máxima de a) H_{pt} , b) $2 H_{pt}$, e c) $3 H_{pt}$	36
Figura 2.25: Factor de perdas de histerese $\Gamma(\beta)$, por ciclo, em função do campo normalizado β para o caso de uma amostra supercondutora paralelepípedica.....	39
Figura 2.26: Factor de perdas $\Gamma(\beta)$ para diferentes amostras de material supercondutor e várias direcções de campo aplicado.....	39
Figura 2.27: Blocos maciços de material SAT a) mono-semente e b) multi-semente	40
Figura 2.28: Comparação entre os campos ancorados para uma amostra de material SAT multi-semente, à esquerda, três amostras mono-semente coladas, à direita, para um campo aplicado de 5 T.....	41
Figura 2.29: Fita supercondutora de a) 1G (BSCCO) e b) 2G (YBCO).....	42
Figura 2.30: Áreas de aplicação dos materiais SAT.....	45
Figura 2.31: Comparação de tamanho e peso das turbinas eólicas para uma potência de 10 MW.....	46
Figura 2.32: Característica em operação contra falha de curto-circuito.....	49
Figura 2.33: Motor de campo ancorado (fluxo axial).....	53
Figura 2.34: Motor de relutância com estator convencional e rotor em material HTS.....	54
Figura 2.35: Motor de histerese em tambor de fluxo circunferencial com estator convencional e rotor em material SAT, com configuração de 2 ou 4 segmentos.	56
Figura 2.36: Motor totalmente supercondutor em disco com duplo estator	57
Figura 2.37: Motor linear síncrono totalmente supercondutor com duplo estator.....	57
Figura 2.38: Motor totalmente supercondutor em disco com duplo estator.	59
Figura 2.39: Previsão do preço da fita supercondutora de 1ª e 2ª geração, ao longo do tempo, em comparação com o cobre.....	60
Figura 2.40: Previsão da penetração no mercado de dispositivos eléctricos com materiais SAT em função do tempo.....	61

Figura 2.41: Motor com rotor com blocos SAT embutidos em fibra de vidro	62
Figura 2.42: Motor com rotor composto por um único bloco SAT.....	62
Figura 2.43: Motor com rotor com fitas SAT cravados em fibra de vidro	62
Figura 3.1: Simplificação da análise do motor em disco para uma fase.....	68
Figura 3.2: Distribuição azimutal dos condutores ao longo de um semi-estator para a a) fase 1, b) fase 2, c) fase e d) distribuição transversal para o sistema trifásico para a configuração bipolar.....	69
Figura 3.3: Distribuição azimutal dos condutores num semi-estator para a fase 1.....	70
Figura 3.4: Distribuição azimutal dos condutores ao longo dos semi-estatores para a fase 1, baseada na análise de Fourier.....	71
Figura 3.5: Distribuição azimutal dos condutores ao longo de um semi-estator para as 3 fases, em configuração bipolar, baseada na análise de Fourier.....	71
Figura 3.6: Distribuição espaço-temporal da indução magnética criada pela fase 1, alimentada com um sistema bipolar para a configuração com o rotor em alumínio.....	73
Figura 3.7: Distribuição espaço-temporal da indução magnética criada pelas 3 fases, alimentada com um sistema bipolar para a configuração com o rotor em alumínio.....	74
Figura 3.8: Distribuição azimutal dos condutores ao longo de um semi-estator para a fase 1 em configuração tetrapolar, baseada na análise de Fourier.....	75
Figura 3.9: Distribuição espaço-temporal da indução magnética total criada pelas 3 fases, alimentada com um sistema trifásico equilibrado de correntes com configurações a) tetrapolar e b) octopolar.....	75
Figura 3.10: Ciclo de histerese de uma amostra paralelepípedica de material SAT para a condição ZFC, com uma amplitude máxima de campo aplicado igual ao campo de penetração total.....	77
Figura 3.11: Características magnéticas e ciclo de histerese a) real e b) com aproximação elíptica para uma amostra SAT.....	79
Figura 3.12: Motor de histerese em tambor, à esquerda, e em disco de fluxo axial, à direita.....	80
Figura 3.13: Motor de fluxo axial em estudo.....	81
Figura 3.14: Detalhe da magnetização num instante de tempo específico.....	82
Figura 3.15: Detalhe dos fluxos magnéticos nos semi-estatores, no entreferro e no rotor intervenientes no caso em estudo.....	83
Figura 3.16: Detalhe do diagrama fasorial das $f.m.m.s$ no estator, no rotor e no entreferro.....	87
Figura 3.17: Binário electromagnético desenvolvido no motor supercondutor no regime síncrono, em função do ângulo de histerese.....	92
Figura 3.18: Característica binário-velocidade para o motor com o rotor SAT, para a componente fundamental, 5ª harmónica e total.....	93

Figura 3.19: Esquema eléctrico equivalente do motor em disco de histerese, para a fase k	95
Figura 3.20: Detalhe da topologia do sistema de excitação da bobina da fase k	96
Figura 3.21: Esquema eléctrico equivalente do motor em disco de histerese, para a fase k , para o regime sub-síncrono.....	98
Figura 3.22: Esquema eléctrico equivalente do motor em disco de histerese, para a fase k , para o regime síncrono.....	98
Figura 3.23: Esquema eléctrico equivalente do motor em disco de histerese, para a fase k	102
Figura 4.1: Ilustração do motor em disco de fluxo axial em estudo.....	105
Figura 4.2: Detalhe das dimensões consideradas no dimensionamento dos semi-estatores do motor em estudo.....	106
Figura 4.3: Semi-estatores do motor em estudo.	107
Figura 4.4: Detalhe da base do motor e do sistema de isolamento magnético entre semi-estatores e de ajuste do entreferro.....	107
Figura 4.5: Detalhe da bobinagem do circuito de excitação dos semi-estatores para o motor em estudo depois de maquinado.....	108
Figura 4.6: Esquema de ligações em estrela para um campo indutor bipolar, considerando um passo de cava unitário.....	108
Figura 4.7: Visualização linearizada do esquema de ligações, considerando só a fase 1, a vermelho, para várias configurações polares (<i>a</i>) 2 pólos, <i>b</i>) 4 pólos e <i>c</i>) 8 pólos), considerando um passo de cava de 4, para o caso em estudo.....	109
Figura 4.8: Rotores projectados para o motor em estudo.....	110
Figura 5.1: Campo magnético num ponto qualquer P a uma distância r de um elemento de corrente $I \cdot dl$ usando a lei de Biot-Savart.....	115
Figura 5.2: Detalhe do cálculo do campo magnético num ponto qualquer P a uma distância r de um elemento de corrente $I \cdot dl$ usando a lei de Biot-Savart.....	115
Figura 5.3: Força magnética resultante num ponto P a uma distância r de um elemento de corrente $I \cdot dl$	116
Figura 5.4: Detalhe da configuração eléctrica do motor linear em estudo, considerando a configuração bipolar.....	117
Figura 5.5: <i>a</i>) F.m.m./campo magnético devido à alimentação trifásica dos condutores ($H_{aplicado}$); <i>b</i>) campo magnético “aplicado” ao material SAT em estudo, considerando a configuração bipolar e o rotor parcialmente penetrado.....	117
Figura 5.6: Penetração de campo e respectivas densidades de correntes induzidas, considerando a distribuição de campo indicado na Figura 121, para vários valores de penetração de campo no material SAT.....	118
Figura 5.7: Detalhe da alimentação da fase A para o motor linear com semi-estator inferior e superior em série, considerando a configuração bipolar.....	118

Figura 5.8: Detalhe para o cálculo das forças do primeiro condutor de ida e de volta do primeiro conjunto de bobinas da fase 1 do caso em estudo, considerando a configuração bipolar e uma profundidade de penetração l_{penet}	119
Figura 5.9: Detalhe do cálculo das forças para o primeiro condutor de ida do primeiro conjunto de condutores da fase 1 do semi-estator inferior relativo ao caso em estudo, considerando a configuração bipolar e uma penetração l_{penet}	119
Figura 5.10: Detalhe do cálculo das forças para o 1º condutor de volta do primeiro conjunto de condutores da fase 1 do caso em estudo, considerando a configuração bipolar e uma penetração l_{penet}	120
Figura 5.11: Detalhe das forças na área A devido à alimentação da primeira espira (condutor de ida e de volta) da primeira bobina da fase 1 do semi-estator inferior, considerando penetração de campo total no elemento SAT.....	122
Figura 5.12: Detalhe das forças na área B devido à alimentação da primeira espira (condutor de ida e de volta) da primeira bobina da fase 1 do semi-estator inferior, considerando penetração de campo total no elemento SAT.....	122
Figura 5.13: Detalhe das forças na área C devido à alimentação da primeira espira (condutor de ida e de volta) da primeira bobina da fase 1 do semi-estator inferior, considerando penetração de campo total no elemento SAT.....	122
Figura 5.14: Detalhe das forças no elemento SAT devido à alimentação da primeira espira (condutor de ida e de volta) da primeira bobina da fase 1 do semi-estator inferior, considerando penetração de campo total no elemento SAT.....	123
Figura 5.15: Detalhe para os valores de integração das ordenadas para o cálculo das forças dos condutores e ida e de volta do semi-estator superior, considerando a configuração bipolar e uma profundidade de penetração l_{penet}	123
Figura 5.16: Detalhe das forças nas áreas A, B e C e no elemento SAT, devido à alimentação trifásica do semi-estator inferior, considerando configuração bipolar e penetração de campo total no elemento SAT.....	123
Figura 5.17: Detalhe das forças no elemento SAT, devido à alimentação trifásica dos semi-estatores, considerando configuração bipolar e penetração de campo total no elemento SAT.....	124
Figura 5.18: Evolução temporal da força no elemento SAT devido à alimentação da fase 1 do semi-estator inferior e superior, com configuração bipolar para uma penetração total de campo no elemento SAT e respectivo módulo do valor eficaz.	124
Figura 5.19: Evolução temporal da força no elemento SAT devido à alimentação da fase 2, à esquerda, e da fase 3, à direita, do semi-estator inferior e superior, com configuração bipolar para uma penetração total de campo no elemento SAT e respectivo valor médio.....	125
Figura 5.20: Evolução temporal da força no elemento SAT devido à alimentação da fase 2, à esquerda, e da fase 3, à direita, do semi-estator inferior e superior, com configuração bipolar para uma penetração total de campo no elemento SAT e respectivo valor médio.....	125

Figura 5.20: Evolução temporal da força no elemento SAT devido à alimentação da fase 1, 2 e 3 do semi-estator inferior e superior, com configuração bipolar para uma penetração total de campo no elemento SAT e respectivo valor médio.....	125
Figura 5.21: Linearização do motor em disco estudado.....	126
Figura 5.22: Detalhe da geometria considerada para o motor em disco simulado.....	127
Figura 5.23: Detalhe da definição da malha de análise considerada para a simulação do motor em estudo.....	128
Figura 5.24: Curva B-H do ferro não linear considerado para a simulação do motor em estudo.....	130
Figura 5.25: Detalhe do circuito de alimentação considerado para a simulação dos motores em estudo.....	131
Figura 5.26: Características magnético-estáticas obtidas para a configuração bipolar - <i>a)</i> distribuição espacial da indução magnética no entreferro e <i>b)</i> linhas de fluxo nos semi-estatores.....	132
Figura 5.27: Características magnético-estáticas obtidas para a configuração tetrapolar - <i>a)</i> distribuição espacial da indução magnética no entreferro e <i>b)</i> linhas de fluxo nos semi-estatores.....	132
Figura 5.28: Características magnético-estáticas obtidas para a configuração octopolar - <i>a)</i> distribuição espacial da indução magnética no entreferro e <i>b)</i> linhas de fluxo nos semi-estatores.....	132
Figura 5.29: Velocidade, em função do tempo, obtida por simulação para o motor de indução (à esquerda) e com SAT (à direita) para 1, 2 e 4 pares de pólos, na condição de vazio mecânico.....	134
Figura 5.30: Evolução temporal da força obtida por simulação para 1, 2 e 4 pares de pólos para o motor convencional: (à esquerda) para o motor com o rotor SAT (à direita) em vazio mecânico.....	134
Figura 5.31: Características da força em função velocidade obtida por simulação para 1, 2 e 4 pares de pólos para o motor convencional (à esquerda) e para o motor com o rotor SAT (à direita) em vazio mecânico.....	135
Figura 5.32: Evolução temporal da força do motor convencional com 4 pares de pólos para vários valores de velocidade imposta.....	135
Figura 5.33: Característica força-velocidade para o motor convencional (à esquerda) e para o motor com o rotor SAT (à direita) obtida através de velocidade imposta, para 1, 2, e 4 pares de pólos.....	136
Figura 5.34: Característica força-velocidade para o motor com o rotor SAT com velocidade imposta, para 4 pares de pólos com variação da altura do rotor.....	136
Figura 6.1: Montagem experimental do ensaio estático do rotor SAT.....	141
Figura 6.2: Detalhe do sistema mecânico em baquelite para suporte à sonda de hall de fluxo transversal.....	143

Figura 6.3: Detalhe do sistema de obtenção de dados para o ensaio estático do rotor SAT.....	144
Figura 6.4: Distribuição espacial da indução magnética nos semi-estatores para configuração tetrapolar, à temperatura ambiente.....	146
Figura 6.5: Distribuição espacial total da indução magnética nos semi-estatores para uma configuração tetrapolar à temperatura ambiente	146
Figura 6.6: Detalhe da montagem experimental do ensaio estático do rotor SAT	147
Figura 6.7: Distribuição espacial da indução magnética no rotor para configuração tetrapolar, à temperatura criogénica.....	147
Figura 6.8: Distribuição espacial total da indução magnética no rotor para uma configuração tetrapolar à temperatura criogénica.....	148
Figura 6.9: Distribuição espacial da indução magnética no rotor para configuração a) tetrapolar e b) octopolar, à temperatura criogénica.....	148
Figura 6.10: Distribuição espacial da indução magnética resultante (semi-estatores + rotor) para configuração tetrapolar, à temperatura criogénica.....	149
Figura 6.11: Distribuição espacial total da indução magnética resultante (semi-estatores + rotor) para uma configuração tetrapolar à temperatura criogénica.....	149
Figura 6.12: Distribuição espacial da indução magnética resultante (semi-estatores + rotor) para configuração tetrapolar, à temperatura criogénica.....	150
Figura 6.13: Distribuição espacial da indução magnética resultante (semi-estatores + rotor) para configuração tetrapolar, à temperatura criogénica.....	150
Figura 6.14: Montagem experimental para obtenção das características electrodinâmicas do motor com o rotor convencional e em material SAT multi-semente.....	151
Figura 6.15: EEE de Steinmetz, por fase, para a análise do motor com o rotor em alumínio, para a fase k	151
Figura 6.16: EEE de Steinmetz, por fase, para o ensaio com o rotor bloqueado na análise do motor com o rotor em alumínio.	153
Figura 6.17: EEE de Steinmetz, por fase, para o ensaio com o rotor em vazio mecânico na análise do motor convencional.....	155
Figura 6.18: Comparação dos valores de corrente no estator teóricos, obtidos do EEE, por fase, e práticos obtidos de ensaio	161
Figura 6.19: Característica teórica da corrente nos semi-estatores obtidos do EEE, por fase, para o motor com o rotor em alumínio com configuração bipolar à temperatura criogénica com uma tensão de alimentação composta de $U_c = 40\text{ V}$	162
Figura 6.20: Comparação dos valores da potência eléctrica pedida ao gerador obtidos teoricamente do EEE, por fase, e práticos obtidos de ensaio	162
Figura 6.21: Comparação dos valores de binário electromagnético obtidos teoricamente do EEE, por fase, e práticos obtidos de ensaio	163

Figura 6.22: Característica teórica do binário electromagnético obtido do EEE, por fase, para a análise do motor com o rotor em alumínio com configuração bipolar à temperatura criogénica com uma tensão de alimentação composta de $U_c = 40\text{ V}$	164
Figura 6.23: Comparação dos valores de corrente no estator obtidos teoricamente do de Steinmetz, por fase, e práticos obtidos de ensaio.....	165
Figura 6.24: Comparação dos valores da potência eléctrica pedida ao gerador obtidos teoricamente do de Steinmetz, por fase, e práticos obtidos de ensaio	166
Figura 6.25: Comparação dos valores de binário electromagnético obtidos teoricamente do de Steinmetz, por fase, e práticos obtidos de ensaio.....	167
Figura 6.26: Comparação dos valores de rendimento obtidos teoricamente do de Steinmetz, por fase, e práticos obtidos de ensaio.....	168
Figura 6.27: Esquema eléctrico equivalente do motor com o rotor SAT.....	168
Figura 6.28: EEE equivalente do motor com o rotor SAT para o ensaio com o rotor bloqueado.....	169
Figura 6.29: EEE, por fase, para a análise do motor com o rotor SAT à temperatura criogénica em configuração tetrapolar.	173
Figura 6.30: Comparação dos valores das correntes obtidos teoricamente do EEE, por fase, e práticos obtidos de ensaio com configuração bipolar	176
Figura 6.31: Comparação dos valores das potências obtidos teoricamente do EEE, por fase, e práticos obtidos de ensaio com configuração bipolar	177
Figura 6.32: Característica do binário electromagnético total desenvolvido no motor, para o motor com o rotor SAT com configuração bipolar.....	177
Figura 6.33: Comparação dos valores das correntes obtidos teoricamente do EEE, por fase, e práticos obtidos de ensaio com configuração tetrapolar	178
Figura 6.34: Comparação dos valores das potências obtidos teoricamente do EEE, por fase, e práticos obtidos de ensaio com configuração tetrapolar.....	179
Figura 6.35: Característica do binário electromagnético total desenvolvido no motor, para o motor com o rotor SAT com configuração tetrapolar.....	180
Figura 6.36: Característica do rendimento no motor, para a análise do motor com o rotor SAT com configurações bipolar e tetrapolar.....	181
Figura 6.37: Característica da potência eléctrica de alimentação, da corrente de alimentação e do ângulo de carga em função do binário aplicado, para a análise do motor com o rotor SAT com configuração bipolar (regime síncrono).....	181
Figura 6.38: Comparação das características de binário para o motor com o rotor SAT e em alumínio para as configurações bipolar e tetrapolar.....	182
Figura 7.1: Rotor composto por material SAT e ferro.....	186
Figura 7.2: Rotor perfurado composto por material SAT	186

Índice de Tabelas

Tabela 2.1: Valor de densidade crítica, J_c , para blocos maciços de YBCO e para fita 2G, considerando que não existe qualquer campo aplicado.....	44
Tabela 2.2: Motores de campo ancorado desenvolvidos.....	53
Tabela 2.3: Motores de relutância desenvolvidos.....	55
Tabela 2.4: Motores de histerese desenvolvidos.....	56
Tabela 2.5: Motores homopolares desenvolvidos.....	58
Tabela 2.6: Motores de “indução” desenvolvidos.....	59
Tabela 4.1: Parâmetros do motor em estudo após dimensionamento e maquinação.....	111
Tabela 5.1: Valores das abcissas para o bloco SAT, com o vértice inferior esquerdo na origem.....	119
Tabela 5.2: Valores de integração para o cálculo das forças do primeiro condutor de ida do primeiro conjunto de bobinas da fase 1.....	120
Tabela 5.3: Valores de integração para o cálculo das forças do primeiro condutor de volta do primeiro conjunto de bobinas da fase 1.	121
Tabela 5.4: Parâmetros do motor em estudo para a modelização no programa de elementos finitos.	130
Tabela 6.1: Valores de resistência dos enrolamentos para as fases 1, 2 e 3 medidos no motor com o rotor em alumínio, para a temperatura ambiente e criogénica.	154
Tabela 6.2: Valores obtidos no ensaio com rotor bloqueado no motor com o rotor em alumínio, para a temperatura ambiente e criogénica, para as várias configurações polares.....	154
Tabela 6.3: Grandezas eléctricas resultantes obtidas do ensaio com o rotor bloqueado do motor com o rotor em alumínio com as configurações bipolar, tetrapolar e octopolar, para a temperatura ambiente e criogénica.	155
Tabela 6.4: Valores obtidos no ensaio com rotor em vazio mecânico no motor com o rotor em alumínio, para a temperatura ambiente e criogénica para várias configurações polares.....	156
Tabela 6.5: Grandezas eléctricos resultantes obtidos do ensaio em vazio do motor com o rotor em alumínio com as configurações bipolar, tetrapolar e octopolar, para a temperatura ambiente e criogénica.	157
Tabela 6.6: Velocidade mecânica de rotação do motor e binário obtido do ensaio em vazio do motor com o rotor em alumínio com as configurações bipolar, tetrapolar e octopolar, para a temperatura ambiente e criogénica.	157
Tabela 6.7: Valores de perdas mecânicas obtidas do ensaio em vazio do motor com o rotor em alumínio com as configurações bipolar, tetrapolar e octopolar, para a temperatura ambiente e criogénica.	158

Tabela 6.8: Valores obtidos no ensaio em carga do motor com rotor em alumínio com configuração bipolar, para a temperatura ambiente e criogénica.....	158
Tabela 6.9: Valores obtidos no ensaio em carga do motor com rotor em alumínio com configuração tetrapolar, para a temperatura ambiente e criogénica.....	164
Tabela 6.10: Valores obtidos no ensaio em carga do motor com rotor em alumínio com configuração octopolar, para a temperatura ambiente e criogénica.....	165
Tabela 6.11: Parâmetros do motor com o rotor SAT em estudo.....	170
Tabela 6.12: Parâmetros considerados na análise do motor com o rotor SAT para as configurações bipolar e tetrapolar à temperatura criogénica.....	170
Tabela 6.13: Valores obtidos no ensaio com rotor bloqueado no motor com o rotor SAT, para a temperatura ambiente e criogénica, para dois e quatro pólos.	171
Tabela 6.14: Valores de permeabilidade magnética relativa e do ângulo de histerese obtidos no ensaio com rotor bloqueado no motor com o rotor SAT, para a temperatura ambiente e criogénica, para dois e quatro pólos.....	172
Tabela 6.15: Velocidade mecânica de rotação do motor e binário obtido do ensaio em vazio do motor com o rotor SAT com as configurações bipolar e tetrapolar à temperatura criogénica.	174
Tabela 6.16: Valores obtidos no ensaio em carga do motor com rotor SAT para as configurações bipolar e tetrapolar à temperatura criogénica.....	174

Índice

1 – Introdução.....	2
1.1 – Motivação	2
1.2 – Questão de Investigação e Aproximação Usada	5
1.2.1 – Questões de Investigação	6
1.2.2 – Hipóteses	6
1.3 – Contribuições.....	7
1.4 – Organização da dissertação.....	8

1 – Introdução

1.1 – Motivação

O tema da dissertação surge no âmbito da proposta de um projeto com o título “*Design and Control of Superconducting Machines: Towards Hydrogen Technology Integration*” que tem como objetivos futuros o desenvolvimento de um veículo elétrico, no qual o motor de tração é um motor elétrico e o sistema de alimentação deste motor é uma pilha de combustível que utiliza hidrogénio líquido para alimentar a pilha de combustível e para arrefecer o material supercondutor de alta temperatura, garantindo o estado supercondutor. Este trabalho visa desenvolver e estudar o motor de tração, bem como os fenómenos inerentes à conversão eletromecânica de energia e os aspectos de ensaio deste.

O trabalho desenvolvido incidirá sobre o estudo e desenvolvimento de um motor em disco com um rotor empregando materiais supercondutores de alta temperatura multi-semente, com base em análise teórica, simulação – por elementos finitos e computação numérica – e análise experimental. Pretendeu-se com esta investigação sustentar a ideia de que a empregabilidade dos materiais supercondutores de alta temperatura pode definir o futuro das máquinas elétricas, bem como dos demais sistemas elétricos onde este tipo de tecnologia possa garantir optimização.

O motor em disco estudado é composto por dois semi-estatores convencionais, constituídos por bobinas convencionais em cobre com dupla camada e núcleo ferromagnético, e um rotor com o veio paramagnético e induzido que pode ser de alumínio, no caso do motor convencional, ou material Supercondutor de Alta Temperatura – SAT, no caso do motor supercondutor. O material SAT escolhido para integrar o rotor do motor em estudo foi um elemento com óxidos de cobre e terras raras (YBaCuO) devido a apresentar uma temperatura crítica superior à temperatura de liquefação do azoto líquido, tornando-se economicamente mais viável que o uso de outros SAT que precisariam de hélio líquido para garantir o estado supercondutor.

O motor com o rotor constituído em alumínio apresenta um comportamento assíncrono bem definido e conhecido, baseado na indução de forças eletromotrizes no rotor devidas ao campo magnético variável indutor, criado pelos semi-estatores. Contudo, a imersão em azoto líquido permite obter melhores características eléctricas, tanto dos elementos indutores dos semi-estatores como do elemento induzido do rotor, evidenciando melhorias electromagnéticas, mesmo que se possa notar alguma degradação das características magnéticas nos núcleos ferromagnéticos dos semi-estatores com o aumento de perdas (Anabela Pronto, 2010). A análise do motor com o rotor SAT – YBCO revela um

comportamento mais complexo, evidenciando tanto comportamento síncrono como assíncrono estáveis. O regime síncrono é baseado nos fenómenos de ancoramento de campo presentes nos SAT, que após a magnetização do rotor os definem como pseudo-magnetos¹ permanentes, funcionando de forma idêntica a uma máquina síncrona de magnetos permanentes. No regime assíncrono, o motor em estudo exhibe um comportamento estável devido à interacção da dinâmica de vórtices com os fenómenos de escoamentos de fluxo e de ancoragem de fluxo presentes nos SAT. Dos estudos revelados até à data, os motores com supercondutores exibem valores de binário superiores aos obtidos para os convencionais homólogos (Bondrea, 2003) (Barnes, 2000). Esta melhoria é suficientemente interessante para que a aposta recaia fortemente no estudo e desenvolvimento de vários sistemas supercondutores.

Parte dos fenómenos são verificados e validados com o recurso a programas de simulação baseados em algoritmos de elementos finitos. A modelação dos motores foi executada para várias configurações dos enrolamentos dos semi-estatores de modo a garantir uma análise para dois, quatro e oito polos magnéticos e, para cada uma delas, com imposição de binário resistente e de velocidade. Devido ao programa de elementos finitos só admitir topologias bidimensionais, foi considerado a linearização do motor em disco e simulado/analísado o motor linear com o rotor convencional e supercondutor, pelo que a análise dos resultados obtidos deve ser entendida como qualitativa. As forças desenvolvidas pelo sistema de excitação considerado no rotor SAT foram numericamente computadas com o principal objectivo de validar os resultados obtidos anteriormente.

A validação experimental assentou sobre uma montagem experimental concebida para a experimentação específica dos motores em estudo que, devido à sua topologia em disco e devido à necessidade de refrigeração, implicou uma cuidada atenção. Ambos os motores foram ensaiados à temperatura criogénica do azoto líquido com o objectivo de se extrair as várias características eletromecânicas dos mesmos para comparação/conclusão com os resultados obtidos em simulação e com outros trabalhos. A operação destas máquinas eléctricas com SAT é garantida desde que estes se mantenham abaixo da temperatura crítica de operação. A transmissão de movimento, idealmente, deveria ser realizada com recurso a chumaceiras supercondutoras (Hull, 2000), (Okano, 2000), (Jiqiang, 2007) e (Kuehn, 2007), que aproveitam as características da tecnologia. Contudo, devido a limitações financeiras, ficou-se limitado ao uso de rolamentos convencionais com tratamento específicos que lhe permitem uma operação aceitável a temperaturas criogénicas.

¹ Embora com características idênticas aos magnetos permanentes, o princípio é diferente, pelo que foram neste trabalho denominados de pseudo-magnetos.

O conhecimento dos fenómenos intrínsecos e do modelo dinâmico do motor torna possível modelizar o motor e desenvolver sistemas de controlo fiável baseado na alteração mecânica (Kostenko, 1976) ou electrónica (Pina, 2010) do número de par de pólos. Também o uso de electrónica de potência fornece diferentes números de fases (Kelly, 2003), que em conjunto com o correto projeto de bobinagem dos semi-estatores (Jiang, 2003) permite dominar melhor a comutação do número de polos, tornando este método mais versátil e interessante. É de salientar que alguns dispositivos de eletrónica de potência apresentam menores perdas e menores tempos de comutação quando arrefecidos a temperaturas criogénicas (Halder, 2005) (Pereira, 2007).

1.2 – Questão de Investigação e Aproximação Usada

O desenvolvimento e estudo de motores com materiais supercondutores de alta temperatura, quer lineares quer rotativos, tem vindo a ser estimulado por vários grupos investigadores. O resultado de vários trabalhos revela uma clara vantagem na integração dos supercondutores em máquinas elétricas face aos seus convencionais. Contudo, o facto de se tratar de material científico recente (≈ 100 anos), apresenta alguns fenómenos físicos parcialmente explicados o que leva a que o trabalho de compreensão e de explicação dos fenómenos físicos intrínsecos no comportamento do motor devam ser modelizados e esclarecidos.

Os motores em disco com estatores convencionais e com supercondutores no rotor desenvolvidos e estudados até à presente data assentam sobre três topologias, que difere na constituição e topologia de integração de supercondutores no rotor:

- Constituído por vários elementos de material SAT embutidos num disco de fibra de vidro;
- Um bloco maciço de supercondutor monocristalino
- Mais recentemente, com fita de supercondutores curto-circuitada incrustada num disco de fibra de vidro.

A topologia adotada para o estudo em questão é a segunda, sendo integrado um bloco maciço de material SAT multi-semente, com aproximadamente 22 grãos de YBCO orientado, em vez do mono-semente, garantindo assim maiores dimensões para o rotor.

Das várias topologias referidas, a primeira baseia-se numa magnetização prévia dos supercondutores presentes no rotor, tirando partido dos fenómenos de aprisionamento de campo característico deste tipo de materiais. Neste caso, a máquina fica a operar como uma máquina de magnetos permanentes. Nas outras duas topologias, o rotor é sujeito a campos variáveis que dão origem a fenómenos de escoamento, fluência de fluxo e aprisionamento de fluxo responsáveis pela magnetização do rotor.

1.2.1 – Questões de Investigação

Questão de Investigação 1: Será que o motor em disco supercondutor, com um rotor totalmente constituído por YBCO multi-semente, apresenta melhoria no desempenho face a um motor em disco constituído por outros SAT ou convencional?

Questão de Investigação 2: Será possível especificar um circuito equivalente dinâmico, em parâmetros concentrados, do motor de histerese supercondutor nos regimes eletromecânicos do motor (síncrono e assíncrono)?

1.2.2 – Hipóteses

Hipótese 1: O uso de materiais SAT multi-semente permite realizar máquinas de dimensões superiores às das que usam materiais SAT mono-semente aumentando, assim o material activo. Contudo, devido aos processos de desenvolvimento deste tipo de materiais, as ligações intra-granulares apresentam degradação das características eléctricas aumentando a densidade de perdas e, conseqüentemente, limitando a densidade de corrente total que se estabelece como resultado das inter-granulares. Da literatura sabe-se que o aumento da densidade de perdas contribui para o aumento do binário desenvolvido pelas máquinas com supercondutores de alta temperatura. Assim, prevê-se que o uso dos materiais multi-semente poderá permitir máquinas eléctricas mais vantajosas em relação às convencionais, às supercondutoras constituídas por supercondutores mono-semente de alta temperatura e por supercondutores de baixa temperatura.

Hipótese 2: Da teoria generalizada das máquinas eléctricas verifica-se que, com a análise da conversão eletromecânica de energia no entreferro do motor, é possível modelizar e desenvolver um modelo de parâmetros eléctricos que definem o comportamento deste.

1.3 – Contribuições

O desenvolvimento e estudo de sistemas com supercondutores de alta temperatura será um importante elo no futuro dos sistemas eléctricos. A evolução dos materiais e a procura torná-los-á mais baratos e, por isso, a sua integração está eminente.

O estudo de máquinas de fluxo axial com o rotor SAT é um importante passo no desenvolvimento de sistemas de converção electromecânica de energia onde, em conjunto com células de combustível, circuitos fechados e eficientes de hidrogénio, circuitos electrónicos responsáveis por variação electrónica do número de par de pólos e elementos de transmissão mecânica sem contactos culminarão em máquinas únicas e perfeitamente integráveis nos sistemas actuais. A integração em sistemas de tracção eléctrica conduzirá a veículos eléctricos com sistemas de tracção independentes com controlo específico por elemento de tracção, garantindo os actuais sistemas de segurança (ESP), eliminando-se o motor de combustão que é, hoje, um elemento com fraco rendimento. Também se reduz a dependência de combustíveis fósseis que, segundo a actualidade, com o consumo e dependência verificado, culminará em divergências futuras de difícil resolução. Assim, a integração do protótipo em estudo, com as devidas optimizações, será mais um passo para a sustentabilidade energética e ambiental.

O estudo das características e o desenvolvimento do esquema eléctrico equivalente permitirá desenvolver-se sistemas mais optimizados que levarão aos rendimentos e eficiências procuradas, bem como definir sistemas de controlo específicos para interacção com o sistema supercondutor desenvolvido.

1.4 – Organização da dissertação

Após a dedicação, os agradecimentos, o sumário/abstract e os vários índices necessários, a presente dissertação encontra-se distribuída ao longo de sete capítulos que se encontram mencionados e descritos abaixo. Por fim, são identificadas todas as referências bibliográficas utilizadas como suporte científico à dissertação.

1 – Introdução

Neste capítulo introduz-se o tema da dissertação definindo os aspectos nucleares ao tema investigado, dividindo-se em quatro sub-capítulos:

1.1 – Motivação: Aspectos que levaram à elaboração da dissertação e identificação das metas a alcançar com o trabalho.

1.2 – Questão de Investigação e Aproximação Usada: Definição das questões de investigação e das hipóteses para a sua concretização.

1.3 – Contribuições: Identificação das contribuições conseguidas com o desenvolvimento do presente trabalho.

1.4 – Organização da tese: Descrição da maneira como a tese está ordenada.

2 – Revisão Bibliográfica E Estado de Arte

Neste capítulo é realizada uma análise bibliográfica sobre os principais conteúdos que dão origem à dissertação, estando dividido em três sub-capítulos:

2.1 – Materiais Supercondutores: No primeiro sub-capítulo é realizada uma introdução com destaque para as perspectivas históricas das teorias da supercondutividade e dos materiais supercondutores em geral.

2.2 – Materiais Supercondutores: No segundo sub-capítulo abordam-se os materiais supercondutores, destacando-se os do tipo II e de alta temperatura, com análise do espaço de fases, estado misto, escoamento, fluência e aprisionamento de fluxo, os modelos de estado crítico de Bean, a magnetização e as perdas, bem com as topologias, dos materiais supercondutores, para aplicação (bloco maciço ou fita). Neste sub-capítulo são identificados vários dispositivos supercondutores (transformadores, limitadores de corrente, armazenamento magnético de energia, máquinas eléctricas e chumaceiras) e várias aplicações com dispositivos supercondutores, com análise por sector (energia, transporte, medicina, sensores e electrónica, militar e física e investigação e comunicações). Finalmente, é realizada uma previsão do futuro da tecnologia para aplicação.

2.3 – Motor axial em disco com o rotor supercondutor: No terceiro sub-capítulo é realizado o levantamento do estado de arte relativo ao motor axial em disco com supercondutores de alta temperatura no rotor, sendo definido, posteriormente, o motor que se pretende estudar.

3 – Motor em Disco

Neste capítulo tratar-se-á dos espectros teóricos associados aos sistemas de conversão em estudo. Com o objectivo de facilitar a compreensão do motor em disco, este capítulo divide-se em dois sub-capítulos.

3.1 – Características magnéticas sem rotor: Primeiramente é realizada uma análise sobre o motor em disco de fluxo axial com o objectivo de obter a característica magnética em sem rotor, sendo identificados fenómenos electromagnéticos no entreferro, responsáveis pela conversão electromecânica dos motores em estudo, tendo-se obtido as f.m.m. e respectivos campos criados pelo sistema de excitação, sem influência do rotor.

3.2 – Motor com SAT: Por último são analisados vários tópicos para compreensão do motor com o rotor SAT, com a compreensão da histerese magnética nos materiais SAT, detalhe sobre o motor de histerese de fluxo axial e uma análise sobre o esquema eléctrico equivalente do mesmo.

4 – Dimensionamento

Neste capítulo apresenta-se a topologia do motor em estudo e o dimensionamento do motor em estudo na dissertação, sendo detalhada a topologia do motor e as decisões de projecto que levaram à definição do sistema em análise.

4.1 – Semi-estatores e circuito de excitação: A armadura e o sistema de excitação são dimensionados do ponto de vista mecânico (geométrico) e eléctrico, sendo definidas as dimensões escolhidas dos semi-estatores e as conexões eléctricas para diferentes configurações polares do campo indutor.

4.2 – Rotor: O induzido é dimensionado em alumínio, para o ensaio do motor convencional e em material SAT, nomeadamente, YBCO, para o motor supercondutor, sendo identificadas as dimensões dos mesmos.

4.3 – Rolamentos: São determinados os elementos de transmissão mecânica, com especial cuidado para o ensaio a temperaturas criogénicas.

4.4 – Sistema de fixação dos semi-estatores e ajuste de entreferro: Por fim, é definido o sistema de fixação dos semi-estatores, com isolamento magnético e o sistema de ajustamento de entreferro, já que os rotores apresentam dimensões axiais dispares.

5 – Simulações

Neste capítulo é realizada a modelização e análise do motor em estudo com recurso a cálculo numérico das forças desenvolvidas num rotor SAT com a excitação definida no capítulo 4 – Dimensionamento e com recurso a um programa baseado em algoritmos de elementos finitos comercial.

5.1 – Determinação numérica das forças desenvolvidas: Foi realizada uma computação numérica em Matlab com o objectivo de obter uma análise teórica, baseada na lei de Biot-Savart, e determinar as forças desenvolvidas num sistema composto por dois semi-estatores com excitação em configuração bipolar e um rotor de SAT.

5.2 – Análise pelo método dos elementos finitos: Foi simulado o motor em estudo com o rotor constituído por alumínio, funcionando como uma máquina de indução convencional, e com o rotor constituído por SAT, nomeadamente YBCO, tendo-se procedido à definição da topologia em estudo, à análise magneto-estática para verificação das configurações polares no circuito de excitação e depois a análise dinâmica para qualificação do comportamento dos motores quando em vazio ou em carga.

6 – Experimentação

Neste capítulo apresenta-se a experimentação do motor em estudo na dissertação, sendo detalhada a topologia de cada ensaio que levaram à obtenção dos resultados a comparar com os teóricos.

6.1 – Obtenção das características de magnetização resultante no rotor: Inicialmente obtêm-se as características de magnetização resultante no rotor após magnetização do mesmo, sendo definido o circuito de excitação e a montagem experimental utilizados e depois verificados os resultados obtidos.

6.2 – Obtenção das características do motor em disco em movimento: Depois foram obtidas as características do motor em disco convencional e com o rotor SAT em movimento. O motor convencional foi ensaiado à temperatura ambiente e à

temperatura criogénica com o rotor bloqueado e em vazio para obtenção dos EEE e depois em carga para definição das características dinâmicas do motor. O motor com o rotor SAT só foi ensaiado à temperatura criogénica com o ensaio com o rotor bloqueado para definição do EEE, com o rotor em vazio mecânico para obtenção das perdas por atrito verificadas e em carga para obtenção das características para comparação com as teóricas.

7 – Conclusões e trabalho Futuro

Neste capítulo são realizadas as considerações mais relevantes sobre o trabalho realizado, com uma análise crítica dos resultados obtidos por comparação entre teóricos, simulados e obtidos experimentalmente. Posteriormente é definida uma possível linha de trabalho futuros para complementar o trabalho exposto.

Índice

2 – Revisão Bibliográfica	14
2.1 – Introdução à Supercondutividade	15
2.2 – Materiais Supercondutores	19
2.2.1 – Supercondutores de Alta Temperatura	21
Estado Misto.....	22
Escoamento de Fluxo, Fluência de Fluxo e Aprisionamento de Fluxo	23
Modelos de Estado Crítico (BEAN)	25
Magnetização dos Materiais Supercondutores.....	30
Ciclo de Histerese nos Materiais SAT.....	33
Perdas nos Materiais Supercondutores do Tipo II.....	36
2.2.2 – Materiais SAT Comerciais.....	40
Blocos Maciços de Material SAT.....	40
Fita Supercondutora de Material SAT.....	42
2.2.3 – Integração de Materiais SAT.....	44
2.2.3.1 - SAT em Dispositivos Eléctricos.....	48
2.2.3.2 - Máquinas Eléctricas com Supercondutores	51
Máquina de Fluxo Ancorado.....	52
Máquina de Relutância.....	54
Máquinas de Histerese.....	55
Máquinas Supercondutoras Sem Ferro	56
Outras Máquinas.....	58
2.2.4 – O Futuro	59
2.3 – Motor Axial em Disco com o Rotor Supercondutor.....	61

2 – Revisão Bibliográfica

Neste capítulo é realizada uma análise bibliográfica sobre os principais conteúdos que dão origem à dissertação, estando dividido em três sub-capítulos:

2.1 – Materiais Supercondutores: *No primeiro sub-capítulo é realizada uma introdução com destaque para as perspectivas históricas das teorias da supercondutividade e dos materiais supercondutores em geral.*

2.2 – Materiais Supercondutores: *No segundo sub-capítulo abordam-se os materiais supercondutores, destacando-se os do tipo II e de alta temperatura, com análise do espaço de fases, estado misto, escoamento, fluência e aprisionamento de fluxo, os modelos de estado crítico de Bean, a magnetização e as perdas, bem com as topologias, dos materiais supercondutores, para aplicação (bloco maciço ou fita). Neste sub-capítulo são identificados vários dispositivos supercondutores (transformadores, limitadores de corrente, armazenamento magnético de energia, máquinas eléctricas e chumaceiras) e várias aplicações com dispositivos supercondutores, com análise por sector (energia, transporte, medicina, sensores e electrónica, militar e física e investigação e comunicações). Finalmente, é realizada uma previsão do futuro da tecnologia para aplicação.*

2.3 – Motor axial em disco com o rotor supercondutor: *No terceiro sub-capítulo é realizado o levantamento do estado de arte relativo ao motor axial em disco com supercondutores de alta temperatura no rotor, sendo definido, posteriormente, o motor que se pretende estudar.*

2.1 – Introdução à Supercondutividade

A supercondutividade é um estado de matéria característico de vários materiais metálicos e cerâmicos que, quando sujeitos a temperaturas baixas, exibem fenómenos electromagnéticos que os tornam únicos. Esta foi uma das descobertas que resultou do interesse dos físicos do século XIX em liquefazer gases.

Physics. — “Further Experiments with Liquid Helium. G. On the Electrical Resistance of Pure Metals, etc. VI. On the Sudden Change in the Rate at which the Resistance of Mercury Disappears.” By H. KAMERLINGH ONNES. Communication N°. 124c from the Physical Laboratory at Leiden. (Communicated in the meeting of November 25. 1911).

These measurements showed that from the melting point of hydrogen to the neighbourhood of the boiling point of helium the curve exhibited the ordinary gradual lessening of the rate of diminution of resistance, practically the same as given by the formula of Comm. N°. 119. A little above and a little below the boiling point, from 4°,29 K. to 4°,21 K. the same gradual change was clearly evident (cf. the fig.), but between 4°,21 K. and 4°,19 K. the resistance diminished very rapidly and disappeared at 4°,19 K. (Temperature measurements are here given with 4°,25 K. as the boiling point of helium).

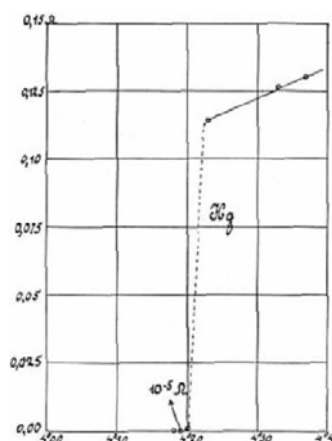
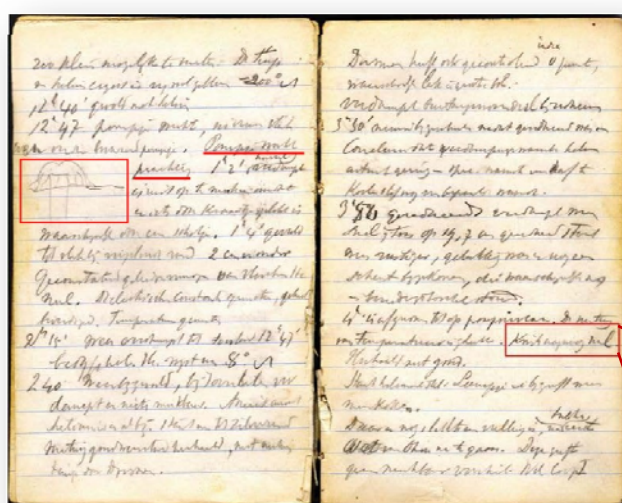


Figura 2.1: Registo histórico da descoberta de Kamerling Onnes e da característica da resistência eléctrica [Ω] em função da temperatura de operação [°K] para o mercúrio obtida a 26 de Outubro de 1911. Adaptado de (Onnes1, 1911).

Em 1908, Heike Kamerlingh Onnes, liquefez hélio pela primeira vez, com uma temperatura de 4,22 K, aproximadamente -268,93 °C, tendo iniciado o estudo de materiais a baixas temperaturas. Em Abril de 1911, ao imergir fios de mercúrio em hélio líquido, verificou que a resistência eléctrica desaparecia, obtendo a característica resistência eléctrica em função da temperatura, ilustrada na Figura 2.1.



Pode ler-se em Holandês “Kwik nagenoeg nul” que representa “resistência do mercúrio praticamente nula”.

Figura 2.2: Registos de laboratório de Kamerling Onnes. Adaptado de (Ferreira, 1996).

Em informação analisada posteriormente nos cadernos de laboratório de Onnes, ilustrado na Figura 2.2, pode identificar-se o registo dessa mesma descoberta (Ferreira, 1996). A supercondutividade ficou assim definida como um novo estado de matéria que caracteriza os próprios materiais como supercondutores. Geralmente, aos materiais que exibem este estado de matéria, chamam-se materiais supercondutores, sendo este o nome adaptado no decurso do presente trabalho.

O interesse despertado pela descoberta de Onnes levou a contínuo estudo que deu origem a vários estudos na tentativa de compreenderem os fenómenos verificados. O primeiro fenómeno observado nos materiais supercondutores foi a condutividade perfeita ou resistência eléctrica nula. Em 1933, os físicos germânicos Meissner e Ochsenfeld verificam através da interacção de um magneto permanente com um material supercondutor, que a indução magnética no interior do supercondutor é, teoricamente, nula verificando a expulsão total do fluxo magnético do interior de um supercondutor. Este fenómeno ficou conhecido como efeito Meissner (Meissner, 1933). Esta propriedade magnética é, também, conhecida por diamagnetismo perfeito, já que sendo a indução magnética no material nula, a magnetização do material fica simétrica ao campo magnético, originando uma susceptibilidade magnética de -1.

Em 1934, com o interesse em explicar os fenómenos verificados por Meissner e Ochsenfeld, os irmãos London descrevem a supercondutividade usando as leis de Maxwell e o modelo dos dois fluídos, definido também em 1934 por Hendrik Casimir e Cornelius Jacobus Gorter (Mehra, 2001). O modelo de dois fluidos assume a existência de electrões normais e “superelectrões”¹ responsáveis pela supercondutividade (London, 1934).

$$\mathbf{E} = \mu_0 \lambda_L^2 \frac{d\mathbf{J}}{dt} \quad (2.1)$$

$$\mathbf{B} = -\mu_0 \lambda_L^2 \nabla \times \mathbf{J} \quad (2.2)$$

$$\lambda_L^2 = \frac{m}{\mu_0 \cdot n_s \cdot e_s^2} \quad (2.3)$$

Os irmãos London formularam, assim, a supercondutividade através da análise electromagnética, definindo o campo eléctrico, \mathbf{E} , e de indução magnética, \mathbf{B} , no material supercondutor, de acordo com (2. 1) e (2. 2) (Poole, 2007), sendo \mathbf{J} o vector densidade de corrente, μ_0 é a permeabilidade magnética do ar. Definiram uma nova variável, característica

¹ Mais tarde, com a teoria BCS estes foram denominados como pares de Cooper.

do material, como profundidade de penetração de London, λ_L , indicada em (2. 3), que descreve a espessura superficial onde se estabelecem correntes no material aquando da magnetização, sendo m a massa dos portadores de carga do estado supercondutor, n_s a densidade de superelectrões (supercondutores) e e_s é a carga do electrão.

$$\mathbf{B}(x) = \mathbf{B}_0 e^{-j\frac{x}{\lambda_L}} \quad (2. 4)$$

Considerando uma amostra de material no estado supercondutor de dimensões suficientemente grandes para que se possam desprezar os efeitos de extremidades, quando sujeito a um campo externo o campo de indução magnética, para a análise unidimensional no sistema de coordenadas considerada, apresenta um decaimento exponencial à medida x aumenta, ou seja, que “entra” dentro do material supercondutor, como indicado em (2. 4) e mostrado na Figura 2.3.

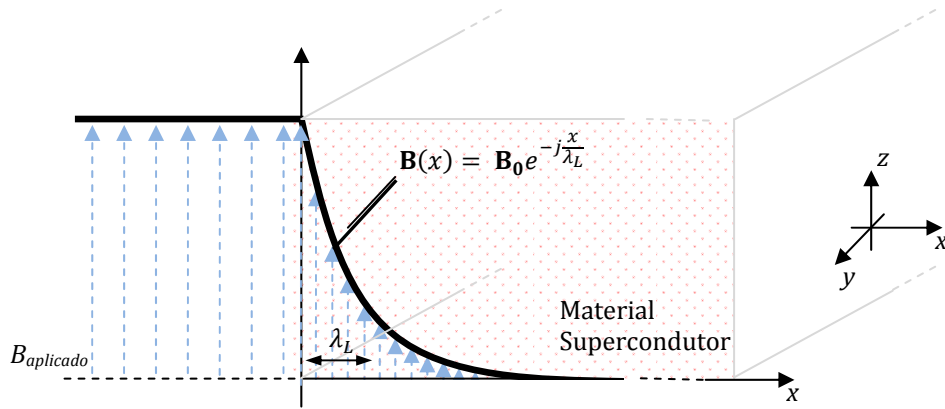


Figura 2.3: Análise unidimensional da penetração do fluxo magnético no interior de um material supercondutor. Adaptado de (Poole, 2007).

Em 1950, os russos Vitaly Ginzburg e Lev Landau definiram o comprimento de coerência, ξ , como um novo parâmetro na classificação dos materiais supercondutores, e, consequentemente, o parâmetro GL, κ , através de Abrikosov (Poole, 2007). Embora formulada em 1950, esta só foi reconhecida em 1959. A teoria Ginzburg-Landau é baseada nas ideias dos irmãos London e na teoria de Landau (Landau, 1967). A introdução do parâmetro de Ginzburg-Landau κ foi proposta por Abrikosov (Abrikosov, 1957) como a razão entre a profundidade de penetração de London, λ_L , e o comprimento de coerência, ξ . Este permite classificar os supercondutores em tipo I ($\kappa < 1/\sqrt{2}$) e tipo II ($\kappa > 1/\sqrt{2}$).

Tanto a teoria dos irmãos London como a teoria Ginzburg-Landau apenas descreveu matematicamente os efeitos observados em laboratório, não explicando o fenómeno da supercondutividade como consequência das leis fundamentais da física.

Em 1957, a primeira teoria microscópica da supercondutividade cientificamente aceita é definida por John Bardeen, Leon Cooper e John Schrieffer como Teoria BCS, em homenagem aos autores da descoberta (Bardeen, 1957). Esta foi a primeira teoria capaz de caracterizar a supercondutividade nos supercondutores descobertos à data.

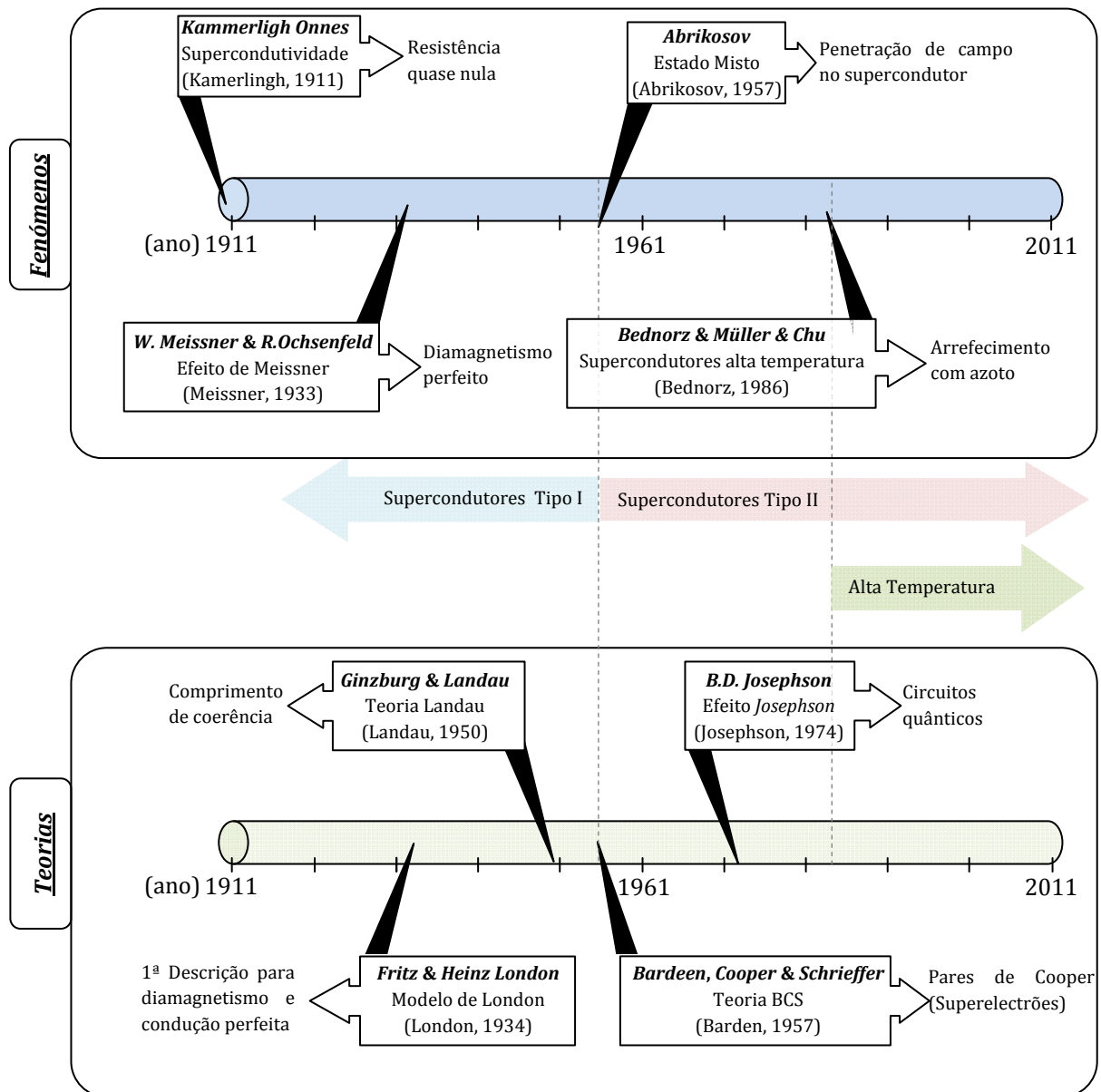


Figura 2.4: Descrição básica dos fenômenos e teorias dos materiais supercondutores.

Ainda em 1957, Alexei Abrikosov, com base na teoria macroscópica de Ginzburg e Landau, prevê a existência de um novo tipo de supercondutores (Abrikosov, 1957), denominados de tipo II, ao verificar um novo estado de matéria onde existia a penetração de quanta de fluxo no interior aquando da aplicação de campo externo. Ficou registado como estado misto, como mostrado na Figura 2.5. Neste, ambos os estados normal e supercondutor coexistem no material.

... we concluded that in the neighborhood of the transition point to the normal state, superconductors of the second group are in a special state which is neither normal nor superconducting, and differs significantly from the intermediate state which may arise in noncylindrical bulk samples. Let us call this the mixed state.

Figura 2.5: Registro da descoberta de Abrikosov. Retirado de (Abrikosov, 1957).

Em 1962 Brian Josephson prevê a formação de uma corrente entre dois materiais supercondutores, ainda que estejam separados por um isolador elétrico ou por um material não supercondutor (Josephson, 1974). Este fenómeno, conhecido por efeito Josephson, é mais tarde comprovado experimentalmente.

Uma breve síntese destas descobertas encontra-se ilustrada na Figura 2.4.

2.2 - Materiais Supercondutores

Após a descoberta da supercondutividade no mercúrio, vários foram os materiais descobertos que, a baixa temperatura, exibiam este novo estado de matéria. Desde 1911 até 1965 os avanços foram fortemente limitados pelos onerosos sistemas de refrigeração necessários. Em 1965, Matthias descobre o supercondutor metálico constituído por germânio e nióbio, Nb_3Ge , cuja temperatura crítica (dos filmes finos) é de 23 K (Matthias, 1965), tendo mantido este “recorde” durante duas décadas.

Os materiais supercondutores descobertos até à data exibiam temperaturas de transição baixas, entre 4 K e 30 K, e, por isso, foram classificados como supercondutores de baixa temperatura – SBT ou tipo I. Actualmente caracterizam-se, teoricamente, por possuir uma transição abrupta para o estado supercondutor como a mostrada na Figura 2.1. Quando sujeitos a um campo magnético evidenciam um comportamento de diamagnetismo perfeito.

Metallic, oxygen-deficient compounds in the Ba—La—Cu—O system, with the composition $\text{Ba}_x\text{La}_{5-x}\text{Cu}_5\text{O}_{5(3-y)}$ have been prepared in polycrystalline form...

... Finally an abrupt decrease by up to three orders of magnitude occurs, reminiscent of the onset of percolative superconductivity. The highest onset temperature is observed in the 30 K range.

Received April 17, 1986

Figura 2.6: Registro original da descoberta de Bednorz e Müller. Retirado de (Bednorz, 1986).

Em 1986, Bednorz e Müller (Bednorz, 1986), descobrem um composto cerâmico com uma temperatura crítica superior a 30 K, como identificado na Figura 2.6, despertando a comunidade científica para a investigação e desenvolvimento de novos materiais supercondutores baseados em óxidos de cobre, que exibiam maiores temperaturas críticas.

The above results demonstrate unambiguously that superconductivity occurs in the Y-Ba-Cu-O system with a transition between 80 and 93 K.

Figura 2.7: Registro original da descoberta de Paul Chu Retirado de (Chu, 1987).

O auge da descoberta deste “novo tipo” de materiais ocorre um ano depois, quando o investigador Paul Chu (Chu, 1987) descobriu um material supercondutor à base de terras raras, constituído por ítrio, bário e óxidos de cobre, que apresenta uma temperatura crítica compreendida entre 80 e 93 graus Kelvin, Figura 2.7, superior à temperatura de ebulição do azoto, 77 K.

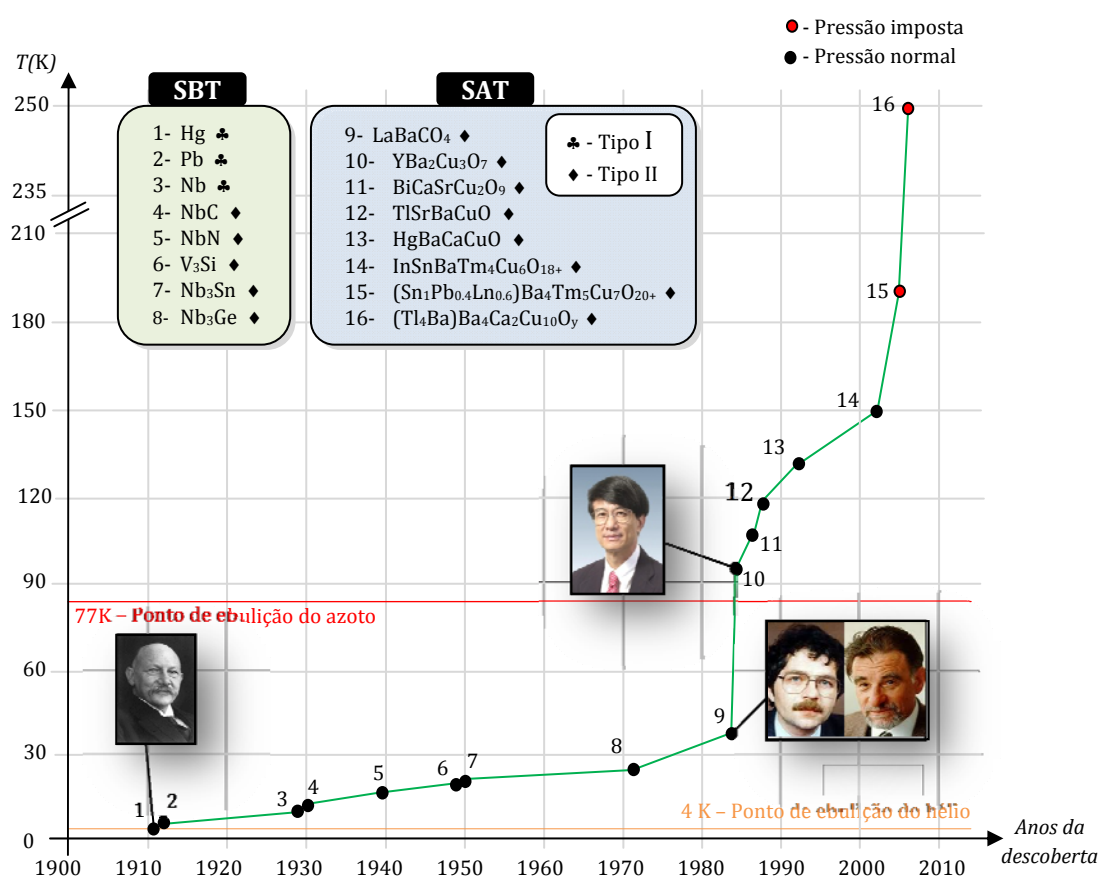


Figura 2.8: Evolução dos materiais supercondutores até ao ano 2010.

A definição de alta temperatura apresenta alguma controvérsia, já que existem autores que consideram a alta temperatura para temperaturas superiores a 30 K (Viña, 2002), enquanto outros, como no presente trabalho, consideram para temperaturas superiores à temperatura de ebulição do azoto.

2.2.1 – Supercondutores de Alta Temperatura

Dos estudos e investigações realizadas verificou-se que o comportamento de muitos compostos cerâmicos e alguns metais condutores diferem dos até então descobertos, tanto na temperatura crítica mais elevada que apresentam, como na maneira como é afectado o estado supercondutor na presença de um campo magnético ou densidade de corrente. Ao contrário dos materiais supercondutores de tipo I, a transição do estado normal para o estado supercondutor não é abrupta, mas sim gradual, devido ao estado misto. Verifica-se uma penetração de fluxo quantizado por meio de vórtices no interior do material supercondutor sem que este perca a supercondutividade. Este tipo de supercondutores foi designado por supercondutores de tipo II (Abrikosov, 1957).

Quando exibem uma temperatura crítica superior à temperatura de ebulição do azoto, estes materiais supercondutores são classificados de Supercondutores de Alta Temperatura – SAT. É importante notar que nem todos os supercondutores de tipo II são SAT. No estado normal caracterizam-se como isolantes eléctricos e devido a serem, na sua maioria, compostos cerâmicos, apresentam a grande desvantagem de serem mecanicamente frágeis. A evolução tecnológica permite hoje ter-se este tipo de materiais em fita flexível ou então em blocos maciços de material SAT com dimensões e formas definidas de acordo com a aplicação.

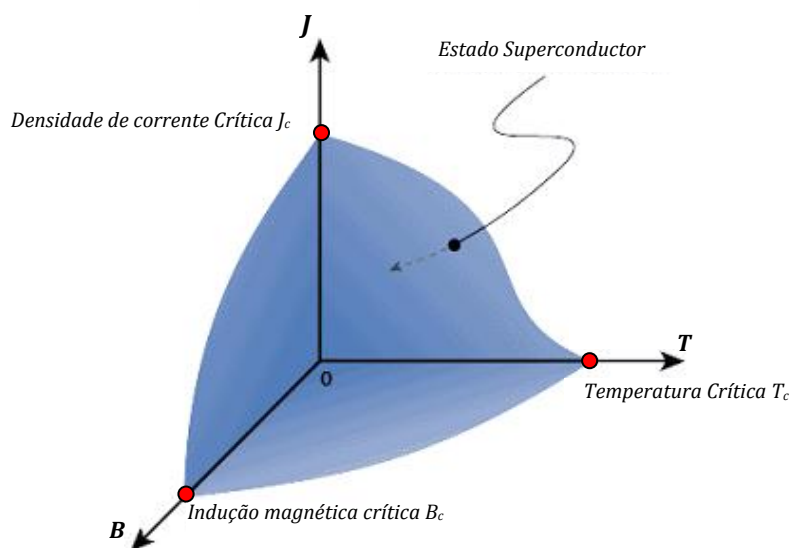


Figura 2.9: Superfície tridimensional que define a barreira entre o estado normal e o estado supercondutor de um material, limitado pelos valores críticos T_c , H_c e J_c . Adaptado de (Poole, 2007).

A supercondutividade depende de três parâmetros críticos: temperatura, indução magnética e densidade de corrente, representados, respectivamente, por T_c , B_c e J_c . Estes relacionam-se entre si através do espaço de fases tridimensional, característico de cada

material, definido por uma “barreira” dentro da qual o material se apresenta no estado supercondutor e fora da qual se encontra no estado normal, como ilustrado na Figura 2.9.

A análise da característica da indução magnética em função da temperatura, mostrada na Figura 2.10, permite verificar o comportamento dos materiais supercondutores com a aplicação de campo.

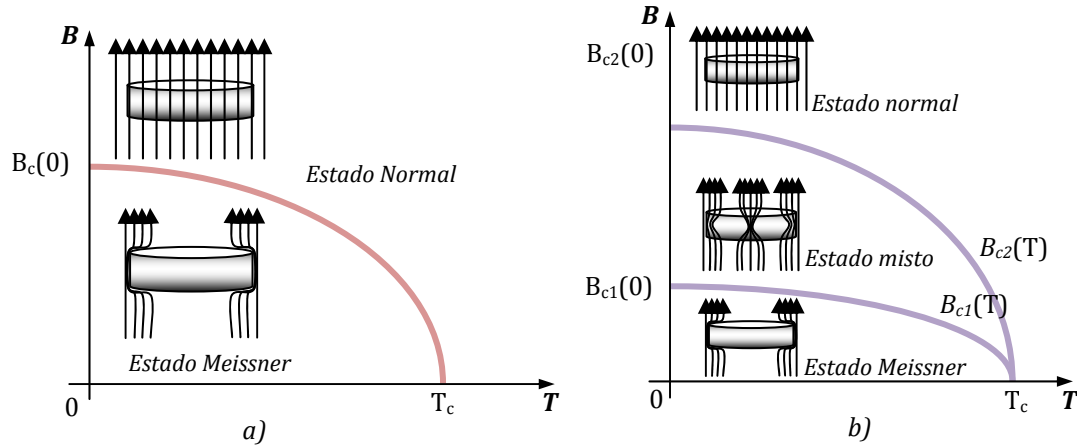


Figura 2.10: Diagrama de fases $B - T$ para materiais a) supercondutores de Tipo I e b) do Tipo II. O cilindro representa uma amostra supercondutora e as setas representam linhas de campo aplicado com a direcção indicada.

Para os supercondutores tipo I, Figura 2.10 a), verifica-se que quando sujeitos a um valor de campo crítico, B_c , transitam abruptamente do estado supercondutor para o estado normal. Os supercondutores de tipo II, Figura 2.10 b), apresentam, além do estado supercondutor e normal, um estado intermédio designado por estado misto, definido entre os valores de campo críticos inferior, B_{c1} , e superior, B_{c2} . A transição do estado supercondutor para o estado normal é feita de forma gradual através da penetração de quanta de fluxo no material supercondutor. Acima do campo magnético crítico superior, o material passa ao estado normal.

Estado Misto

O estado misto estabelece-se para valores de campo aplicado compreendidos entre o crítico inferior, B_{c1} , e o crítico superior, B_{c2} , como mostrado na Figura 2.10. Caracteriza-se pela penetração de unidades quânticas de fluxo, denominadas vórtices magnéticos ou fluxóides de fluxo, desde a periferia para o interior do material. Um vórtice consiste num cilindro de super-correntes, constituídas por pares de cooper, que fluem circularmente numa espessura definida pela profundidade de penetração de London, λ_L , como ilustrado na Figura 2.11, responsável pela geração de um núcleo cilíndrico de fluxo magnético definido por um quanta de fluxo ϕ_0 , com um valor de aproximadamente de $2,1 \times 10^{-15}$ Wb (Waldram, 1996) (Christman, 1988), alinhado com o campo aplicado, com um raio definido pelo

comprimento de coerência, ξ (Kim, 1965). O campo de reacção é simétrico ao campo aplicado externamente devido ao fenómeno de diamagnetismo que este tipo de materiais experiencia, pelo que as correntes que se estabelecem no material supercondutor têm direcção oposta ao vórtice de corrente (Rose-Innes, 1994).

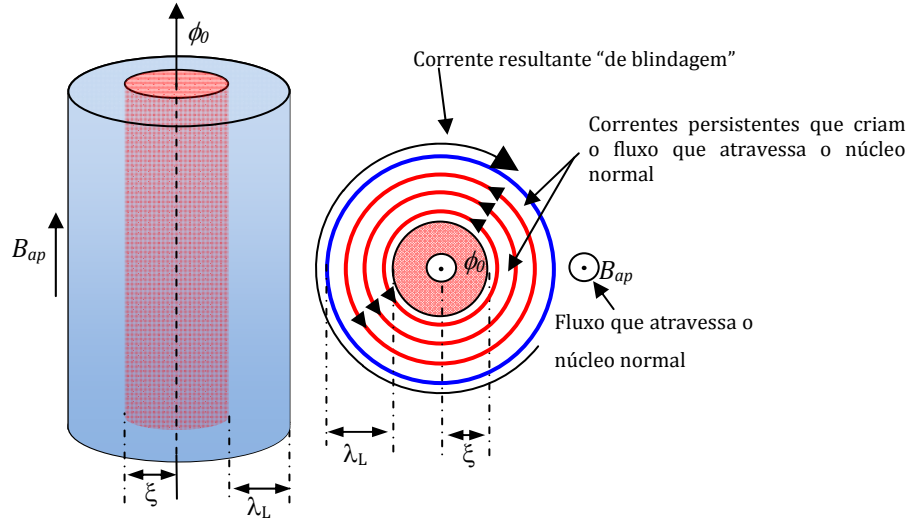


Figura 2.11: Ilustração representativa de um vórtice, incluindo as correntes persistentes, o quanta de fluxo e a corrente resultante de blindagem.

Escoamento de Fluxo, Fluência de Fluxo e Aprisionamento de Fluxo

Os fenómenos de fluência de fluxo e de escoamento de fluxo estão directamente ligados à dinâmica dos vórtices no interior do material supercondutor (Bardeen, 1965) (Nozières, 1966).

Nos supercondutores do tipo I as correntes de blindagem estabelecem-se, teoricamente, numa camada infinitesimal do material. Nos supercondutores do tipo II acontece o mesmo para campos aplicados inferior ao campo crítico inferior, contudo, no estado misto as correntes circulam no interior do material. Deste modo, considerando a presença de uma corrente de transporte com direcção perpendicular aos vórtices, sobre cada vórtice estabelecer-se-á uma força de Lorentz, \mathbf{F}_L . Esta força, por unidade de comprimento de vórtice, é igual ao produto da densidade superficial de corrente de transporte pelo valor do fluxo do vórtice. Representando o vórtice por um “vector de fluxo”, ϕ_0 , cuja direcção é a do campo de indução respectiva e cujo módulo é o valor do fluxo no vórtice, ϕ_0 , a força por unidade de altura do vórtice é dada por

$$\mathbf{F}_L = \mathbf{J} \times \Phi_0. \quad (2.5)$$

A força de Lorentz tende a colocar os vórtices em movimento, de igual forma ao que aconteceria ao se colocar um fio percorrido por uma corrente no seio de um campo magnético.

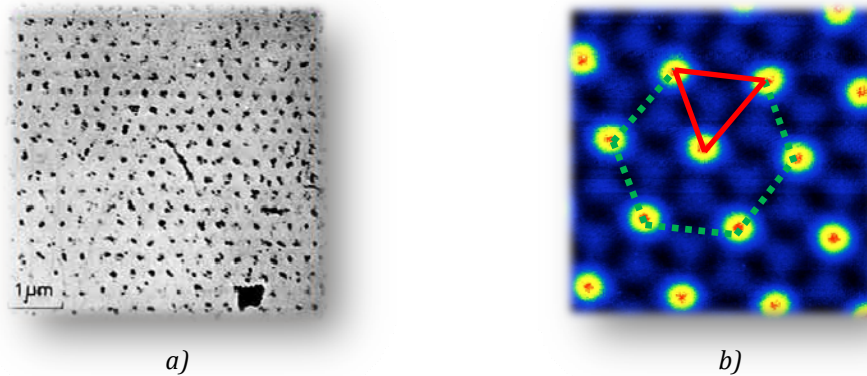


Figura 2.12: Rede de Abrikosov: a) primeiro registo; b) Imagem obtida por técnicas Scanning Tunneling Microscopy (STM) para o supercondutor NbSe. Adaptado de <http://www.unisoku.com/products/SPMSampleImage.html> (Set/14).

A liberdade de movimento dos vórtices no material supercondutor depende das características da rede cristalina do material supercondutor. Num material supercondutor ideal, ou puro², os vórtices viajam livremente em conjunto com a rede de Abrikosov. Esta é definida por uma distribuição hexagonal centrada, como ilustrado na Figura 2.12. Para os supercondutores do tipo II reais, a rede cristalina tem impurezas e/ou defeitos³. Para o caso do arrefecimento sob um campo aplicado a expulsão de fluxo não é total. Este facto deve-se à fixação dos vórtices pelas impurezas e/ou defeitos presentes no material, e a repulsão entre eles, que impedem a “saída” do fluxo magnético. Estes pontos de ancoragem de vórtices são denominados de centros de ancoramento (*pinning centers*) (Anderson, 1962) e o fenómeno denomina-se ancoramento de fluxo (*flux pinning*). Nestes a densidade de corrente crítica é geralmente determinada pelas imperfeições e impurezas do material (Rose-Innes, 1994). Este fenómeno explica a levitação “estável” de um magneto permanente sobre um material supercondutor do tipo II, onde se verifica ambos os fenómenos de repulsão de e de aprisionamento de fluxo.

Considere-se uma situação de ancoramento de fluxo suficientemente grande que imobilize a rede de Abrikosov, sujeito a uma força média de ancoragem por vórtice F_p . Para que a rede de vórtices entre em movimento é necessário que a força de Lorentz seja superior à força média de ancoragem por vórtice que mantém os vórtices fixos nos pontos

² Entenda-se ideal ou puro como materiais supercondutores sem qualquer defeito na rede cristalina que impeça os vórtices de viajar quando sujeitos a uma força de Lorentz.

³ Os defeitos podem ser naturais, provenientes do próprio fabrico e estrutura dos materiais, ou criados com um objetivo definido.

de ancoragem. À medida que a intensidade da corrente de transporte ou campo aplicado aumenta, aumenta também a intensidade da força de Lorentz. Portanto para uma densidade de corrente superior a um valor crítico a intensidade da força de Lorentz excede a força média de ancoragem por vórtice, e a rede de vórtices entra em movimento. Este fenómeno é chamado de escoamento de fluxo (*flux flow*).

Quando os vórtices se deslocam têm que realizar trabalho contra uma força, considerada, viscosa que se opõe ao seu movimento. Este trabalho é fornecido pela corrente de transporte, pelo que o movimento dos vórtices dá origem a uma resistência eléctrica no material (Rose-Innes, 1994). Associado ao surgimento da resistência ocorre a dissipação térmica por efeito Joule e o consequente aquecimento do material. O consequente aumento de temperatura pode levar o material ao estado normal quando esta for superior à temperatura crítica.

Para uma amostra supercondutora com fluxo ancorado o aumento da temperatura leva a que os vórtices aprisionados no material se movam. Segundo (Torres, 1997), a activação térmica faz com que os vórtices adquiram energia suficiente para evitarem o aprisionamento. Consequentemente, os vórtices mover-se-ão mais facilmente na direcção da força de Lorentz. Este fenómeno ficou definido como fluência de fluxo (*flux creep*) (Yoshida, 1994). Do ponto de vista macroscópico, os vórtices vão “saltando” individualmente para posições aleatórias de equilíbrio.

Desta forma pode concluir-se que nos supercondutores do tipo II reais, o valor da densidade de corrente crítica, J_c , aumenta com o aumento da força de ancoragem média (Poole, 1995). Assim, aumentando a densidade de centros de ancoragem no material, garantindo, teoricamente, a imobilização da rede de vórtice, elimina-se as perdas no material supercondutor. Consequentemente, isso implica que a força de Lorentz seja menor que a força de aprisionamento médio por vórtice.

Modelos de Estado Crítico (BEAN)

Devido aos supercondutores do tipo II exibirem o estado misto, os modelos desenvolvidos para explicar os fenómenos da supercondutividade não se aplicavam. Em 1962 surgiu o primeiro modelo cientificamente aceite, definido por Bean (Bean, 1962), tendo sido posteriormente complementado em 1964 (Bean, 1964). Este modelo apenas contempla os estados de Meissner e Misto, baseando-se na interacção das forças de ancoramento e de Lorentz a que os vórtices estão sujeitos a variações de campo aplicado. No mesmo ano surge o modelo de Kim Anderson (Kim, 1962), (Kim, 1963).

Devido à dificuldade encontrada na modelização “individual” dos vórtices e da corrente eléctrica que se estabelece em cada vórtice, Bean propôs considerar uma densidade de corrente “total” que representasse macroscopicamente a densidade de corrente “total” nos vórtices de valor igual à densidade crítica, J_c , sendo a penetração da corrente dentro do material supercondutor determinada pelo campo aplicado. No caso real, a densidade de corrente, J_c , depende da indução magnética, B , pelo que a densidade de corrente não é constante. Contudo, o modelo de Bean dá uma boa aproximação (Wilson, 1983).

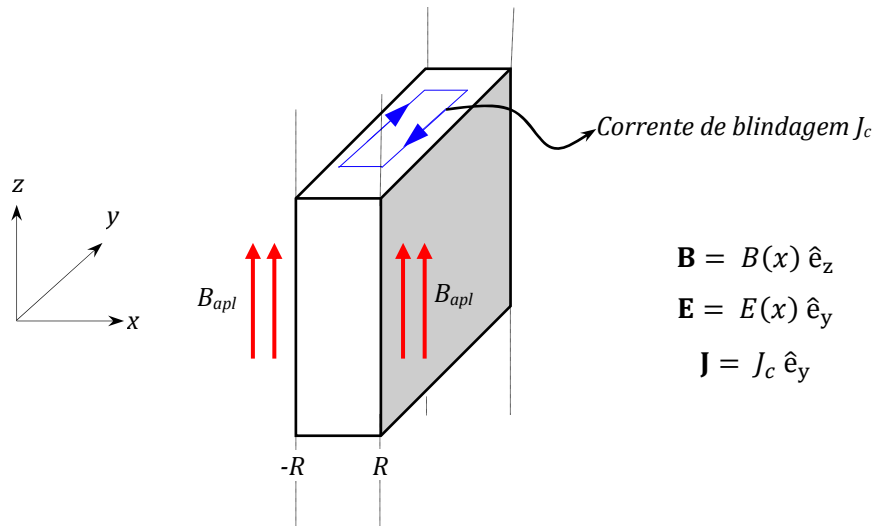


Figura 2.13: Bloco supercondutor com espessura $2R$ segundo x e dimensões infinitas nas restantes coordenadas com um campo magnético aplicado uniforme na direcção z .

O modelo de Bean considera um paralelepípedo de material no estado supercondutor de altura infinita, de largura $2R$, densidade de corrente crítica J_c e campo magnético H_{c1} nulo⁴, sujeito a um campo magnético uniforme paralelo ao seu eixo de simetria, como ilustrado na Figura 2.13, arrefecido na ausência do campo magnético (ZFC).

No estado misto os vórtices difundem-se em cadeia desde a periferia para o centro da amostra, verificando-se um gradiente espacial do campo magnético e consequentemente, do campo de indução magnético \mathbf{B} .

Pela lei de indução, a derivada temporal de um campo de indução magnética implica um campo eléctrico, \mathbf{E} , de acordo com (2. 6).

$$\nabla \times \mathbf{E} = -\frac{d\mathbf{B}}{dt} \quad (2. 6)$$

⁴ Implica que o material só apresenta estado misto e normal (simplificação).

Nesta análise a densidade de deslocamento eléctrico é desprezável, pelo que a lei de Ampère é simplificada por

$$\nabla \times \mathbf{B} = \mu_0 \cdot \mathbf{J}. \quad (2.7)$$

As soluções para o campo de indução magnética, \mathbf{B} , e eléctrico, \mathbf{E} , mostradas em (2.8) para o sistema em análise, presente na Figura 2.13, são conseguidas pela solução das equações de Maxwell (2.6) e (2.7), admitindo variação dos mesmos com a coordenada x e a densidade de corrente constante de magnitude igual ao valor crítico. Em (2.8), c é uma constante de integração que depende das condições fronteira de análise.

$$\begin{aligned} \frac{\partial B}{\partial x} \hat{e}_z &= -\mu_0 \cdot \mathbf{J} \hat{e}_y \Rightarrow B(x) = -(\mu_0 \cdot J_c) \cdot x + c \\ \frac{\partial E}{\partial x} \hat{e}_z &= -\frac{d\mathbf{B}}{dt} \hat{e}_y \Rightarrow E(x) = -\frac{dB}{dt} \cdot x + c \end{aligned} \quad (2.8)$$

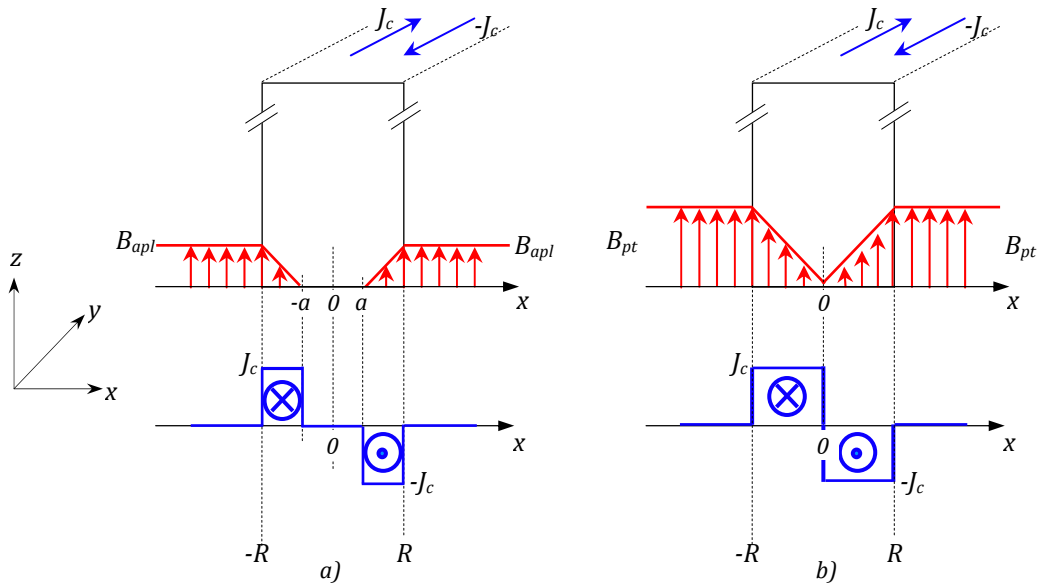


Figura 2.14: Campo de indução magnética e densidade de corrente resultante na amostra supercondutora para a) magnetização parcial e b) magnetização total, considerando o caso de ZFC.

Quando o campo aplicado não for suficientemente grande para penetrar a amostra toda, existe uma parte da amostra que não apresenta campo e, por (2.7), corrente. Esta situação é caracterizada como magnetização parcial. A penetração de campo inicia-se das fronteiras para o centro da amostra, com um declive dado pelo produto $\mu_0 \cdot J_c$, como mostrado em (2.8), anulando-se para

$$x = \pm a = \pm \frac{B_{apl}}{2 \cdot \mu_0 \cdot J_c} \quad (2.9)$$

Nas zonas onde se verifica a existência de campo, estabelecem-se densidades de correntes com magnitude igual à densidade crítica do material, com o sinal simétrico ao declive da característica do campo. Este caso encontra-se ilustrado na Figura 2.14 a), onde a característica a vermelho é a da indução magnética e a azul é a característica da densidade de corrente que se estabelece no material SAT. Para maior detalhe, verifique-se a Figura 2.15.

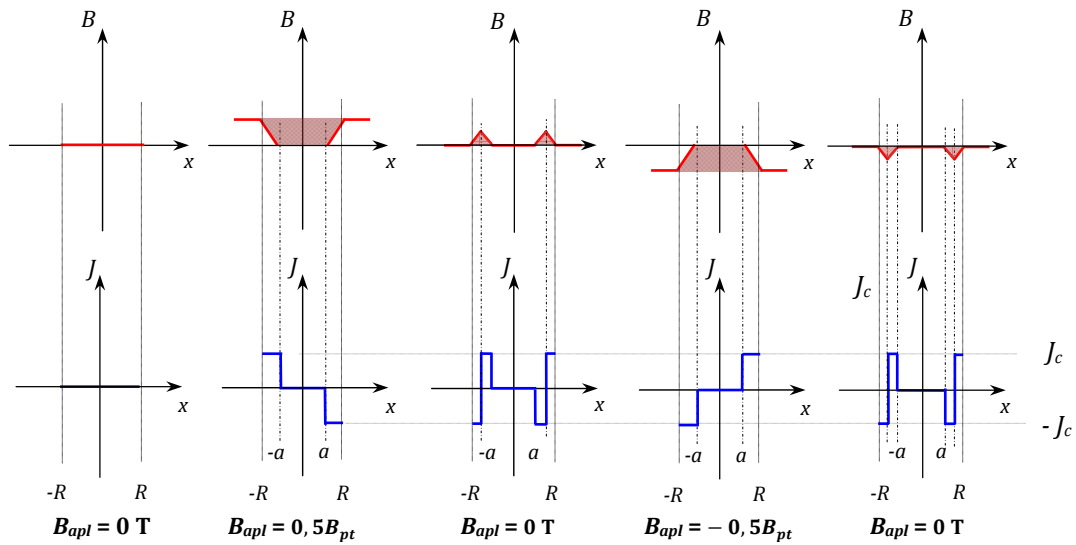


Figura 2.15: Perfis do campo indução magnética e densidade de corrente resultante na amostra supercondutora, para um campo aplicado com amplitude igual a metade do campo de penetração total (magnetização parcial), considerando o caso de ZFC.

Quando o campo aplicado tem uma amplitude que magnetiza a amostra toda, ou seja, o módulo de a é igual a metade do comprimento do paralelepípedo R , este campo é definido como campo de penetração total, B_{pt} , e é definido por

$$B_{pt} = 2 \cdot \mu_0 \cdot J_c \cdot R. \quad (2.10)$$

Neste caso toda a amostra se encontra penetrada por campo, sendo definido como magnetização total, verificando-se correntes em toda a amostra, ilustrado na Figura 2.14 b). Para maior detalhe, verifique-se a Figura 2.16.

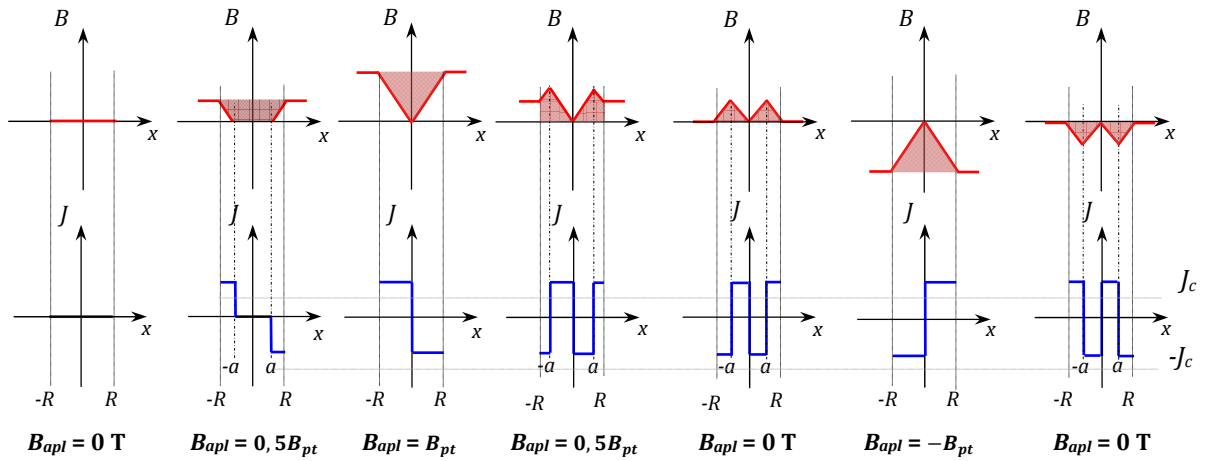


Figura 2.16: Perfis do campo indução magnética e densidade de corrente resultante na amostra supercondutora, para um campo aplicado com amplitude igual ao campo de penetração total (magnetização total), considerando o caso de ZFC.

Para um campo aplicado com magnitude $2B_{pt}$, a magnetização permanecerá inalterada, como é possível observar na Figura 2.17. Tal deve-se ao facto de o material não poder admitir mais correntes, por já se encontrar todo magnetizado, verificando-se saturação na resposta magnética. O aumento de campo aplicado apenas acrescentará uma componente DC na característica da indução magnética. Aquando da desmagnetização da amostra com o decréscimo progressivo até zero da magnitude do campo aplicado, a amostra supercondutora fica com fluxo ancorado no centro, com um valor igual ao campo de penetração total.

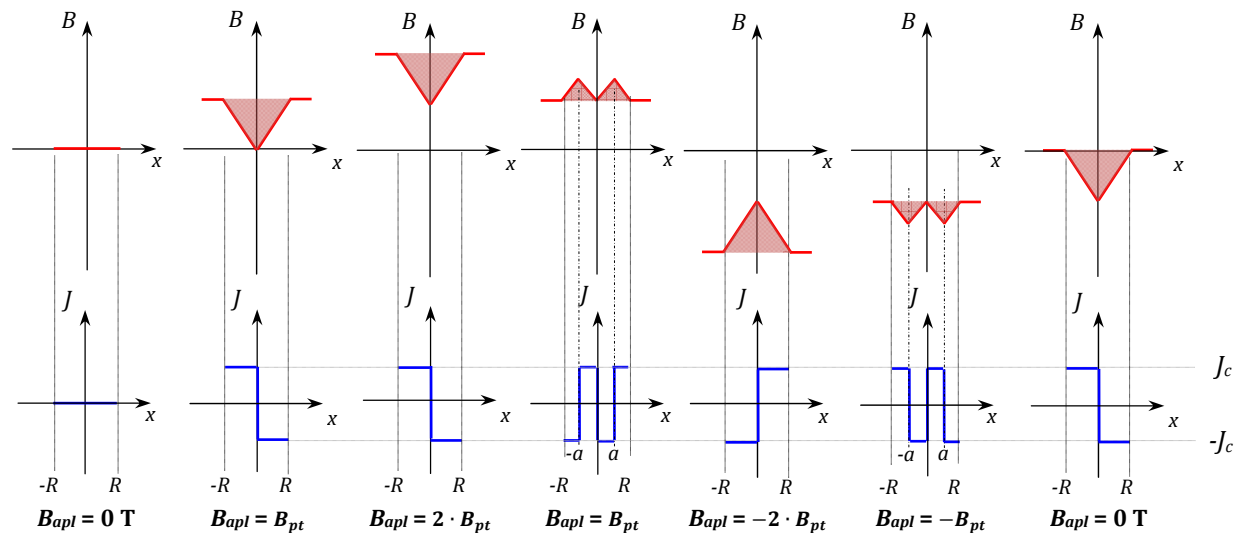


Figura 2.17: Perfis do campo indução magnética e densidade de corrente resultante na amostra supercondutora, para um campo aplicado com amplitude superior ao campo de penetração total (magnetização total), considerando o caso de ZFC.

Assumindo que se tem uma amostra no estado supercondutor arrefecida na presença de campo uniforme. Este fenómeno é distinto do anterior, como ser poderá verificar e é

designado de arrefecimento com campo aplicado (FC). Ao retirar o campo magnetizante inicial, verifica-se que quando este for nulo, o centro da amostra fica magnetizado com um campo igual ao campo aplicado. Para maior detalhe analise-se a Figura 2.18. Em comparação com o ZCF, onde o campo ancorado no material é parte do aplicado, no FC o campo ancorado é igual ao campo aplicado.

Este fenómeno confere aos materiais supercondutores do tipo II uma característica muito interessante de aprisionamento de fluxo magnético, funcionando como magnetos permanentes fictícios, porém com características magnéticas jamais alcançáveis, até hoje, nos magnetos permanentes convencionais. É exemplo disso, a descoberta feita por (Tomita, 2003), com um material supercondutor que apresenta uma indução magnética de 17 T, a 29 K. Para casos em que se queira os materiais supercondutores a funcionar como magnetos permanentes, o melhor processo para magnetizá-los é o FC.

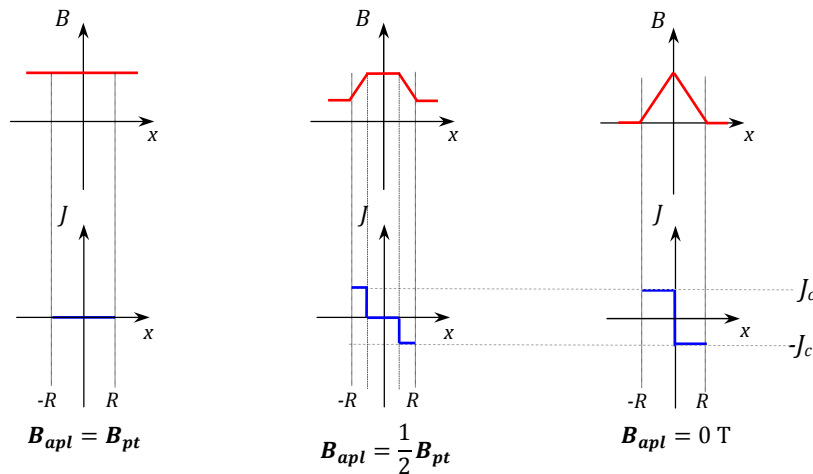


Figura 2.18: Perfis do campo indução magnética e densidade de corrente resultante na amostra supercondutora, para um campo aplicado com amplitude igual ao campo de penetração total, considerando o caso de FC.

Magnetização dos Materiais Supercondutores.

A relação entre o campo de indução magnética, **B**, o campo magnético, **H**, e a magnetização, **M**, é dada por

$$\mathbf{B} = \mu_0(\mathbf{M} + \mathbf{H}). \quad (2.11)$$

Teoricamente, os materiais supercondutores do tipo I evidenciam diamagnetismo perfeito, não permitindo penetração de fluxo magnético no interior da amostra supercondutora, pelo que $\mathbf{B} = 0$. Assim, magnetização é igual ao simétrico da magnitude do campo magnético, verificando-se uma susceptibilidade magnética constante de valor -1. De

um ponto de vista prático, significa que um aumento do campo magnético aplicado implica um aumento da magnitude da magnetização que compensa o anterior de maneira a que a indução magnética no interior do supercondutor se anule (efeito de Meissner).

Para os materiais supercondutores do tipo II o comportamento é distinto. Estes exibem comportamento histerético, típicos de materiais com memória que dependem fortemente das “condições de trabalho” anteriores. Reescrevendo (2. 11) em função da magnetização obtém-se

$$\mu_0 \mathbf{M} = \mathbf{B} - \mu_0 \mathbf{H}. \quad (2. 12)$$

O valor médio obtém-se integrando (2. 12) no volume do material, obtendo-se

$$\mu_0 \mathbf{M} = \frac{\iiint_{dV} (\mathbf{B} - \mu_0 \mathbf{H}) dV}{\iiint_{dV} dV} \Rightarrow \mu_0 M = \frac{\int_0^R (B - \mu_0 H) dx}{R}. \quad (2. 13)$$

Dos resultados obtém-se a característica magnética entre o campo aplicado e uma imagem da magnetização, podendo ser considerado uma imagem do ciclo de histerese, ilustrado na Figura 2.19 a). A magnetização inicial do material, desde zero, encontra-se representada a picotado-vermelho.

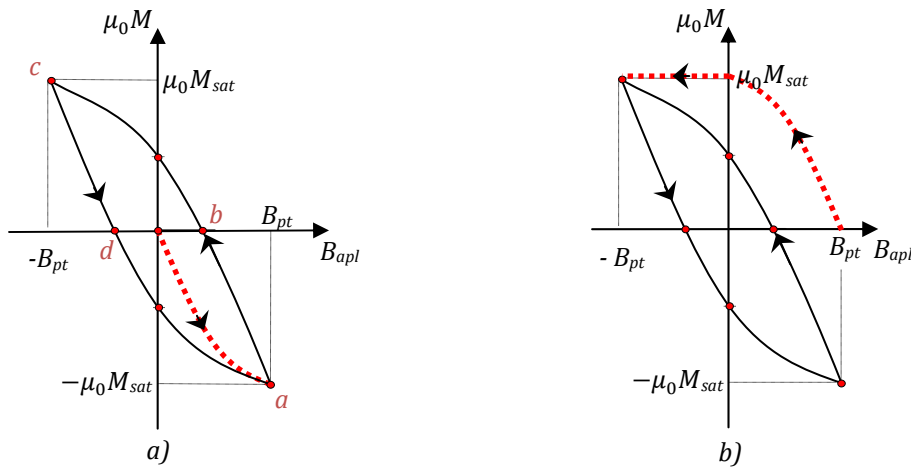


Figura 2.19: Relação entre a magnetização e o campo aplicado (ciclo de histerese) com magnitude máxima igual a B_{pt} , para a) ZFC, e b) FC.

Numa análise à característica obtida, tomando o ponto a como início, verifica-se que o aumento de campo aplicado dá origem a um aumento, em módulo, da magnetização resultante, contudo de sinal simétrico ao campo aplicado. Neste caso a amostra

supercondutora exclui do seu interior o campo magnético indutor, \mathbf{H} , dando origem a uma magnetização, \mathbf{M} , de sentido contrário (diamagnética) ao campo aplicado responsável pelo anulamento da indução magnética, \mathbf{B} , no seu interior, de acordo com (2. 12). O aumento do campo aplicado implica um aumento de vórtices que se difundem no material. Conforme aumenta o número de vórtices dentro da amostra as correntes e os campos magnéticos dos vórtices começam-se a sobrepor. A interacção da corrente de um vórtice com o campo magnético de outro vórtice origina uma força de Lorentz que faz com que os vórtices se repilam, responsável pela, já referida, rede de Abrikosov. Devido à sobreposição dos campos dos vórtices a indução magnética B deixa de ser zero no interior da amostra. Quando um vórtice interage com a corrente de blindagem na superfície da amostra ele também sente uma força (de Lorentz) de repulsão, forçando-o para o interior da amostra. A magnetização sofrerá assim um aumento desde a passando por b , até c onde se inverte.

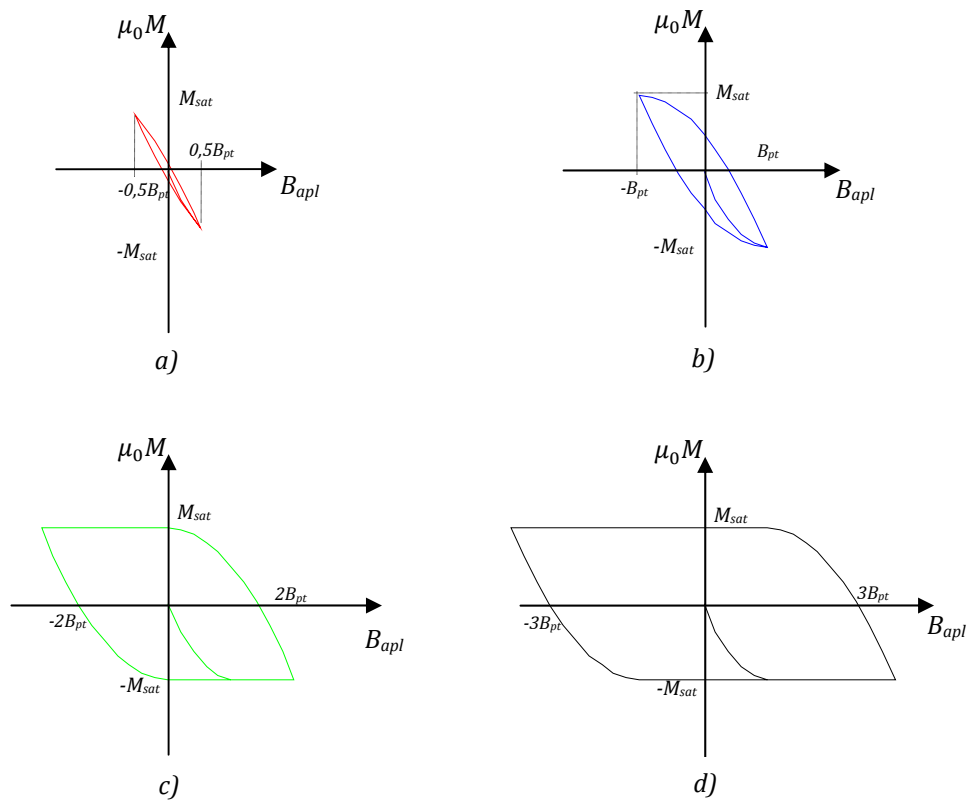


Figura 2.20: Relação aproximada para a magnetização em função do campo aplicado, obtida para um campo aplicado perpendicularmente à amostra com uma magnitude igual de a) $\frac{1}{2}B_{pt}$, b) B_{pt} , c) $2B_{pt}$ e d) $3B_{pt}$.

Com o aumento do campo aplicado, a magnetização sofre um decréscimo até a , verificando-se uma característica simétrica face a abc . Neste caso, o aumento do campo magnético aplicado implica uma diminuição na magnetização. Quando o campo é reduzido a zero depois de um aumento inicial para um valor de campo aplicado positivo, b , verifica-se

que fica campo aprisionado dentro da amostra supercondutora, definido como campo remanescente idêntico aos materiais ferromagnéticos.

No caso de arrefecimento com campo aplicado, a característica apresenta um campo inicial diferente de zero. Esta encontra-se ilustrada na Figura 2.19 b) para o caso em que se tem um campo aplicado inicial e máximo de B_{pt} , para as condições de análise anteriores. Realizando uma análise similar para os casos em que se tem uma magnitude de campo aplicado máximo igual a $\frac{1}{2}B_{pt}$, Figura 2.15, e $2B_{pt}$, Figura 2.17, obtêm-se características diferentes. Estas encontram-se aproximadas na Figura 2.20.

Ciclo de Histerese nos Materiais SAT.

A aplicação de um campo magnético a uma amostra SAT dá origem a uma penetração de fluxo no seu interior com um perfil de indução magnética dependente da intensidade do campo aplicado e da magnetização anterior. Pelos perfis obtidos pode definir-se o valor médio da indução magnética no interior da amostra por

$$\langle B \rangle = \frac{1}{vol} \left(\mu_0 \int B(x) dx \right). \quad (2.14)$$

Considerando, por questão de simplificação, somente metade da amostra, o valor médio da indução magnética é dado por

$$\langle B \rangle = \frac{1}{R} \left(\mu_0 \int B(x) dx \right). \quad (2.15)$$

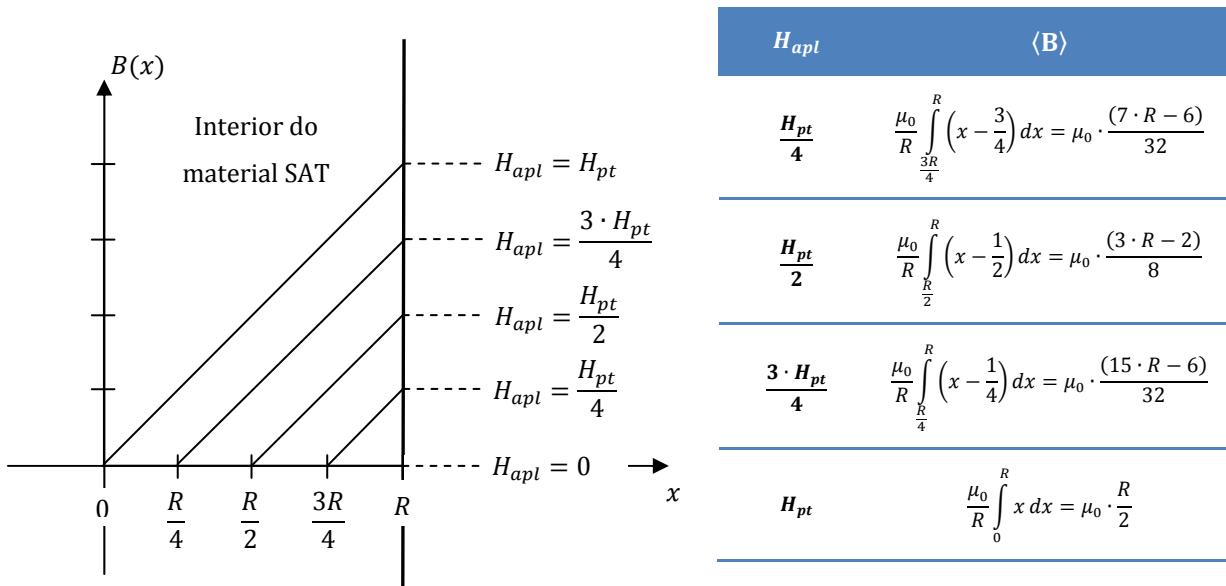
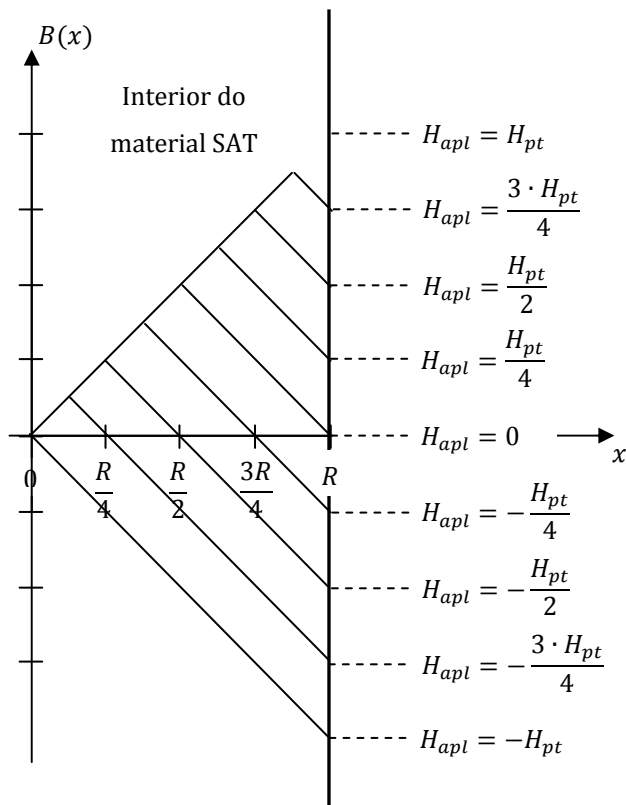


Figura 2.21: Perfis de indução magnética resultantes e valores médios de indução magnética para a aplicação de um campo magnético com uma amplitude entre 0 e H_{pt} .

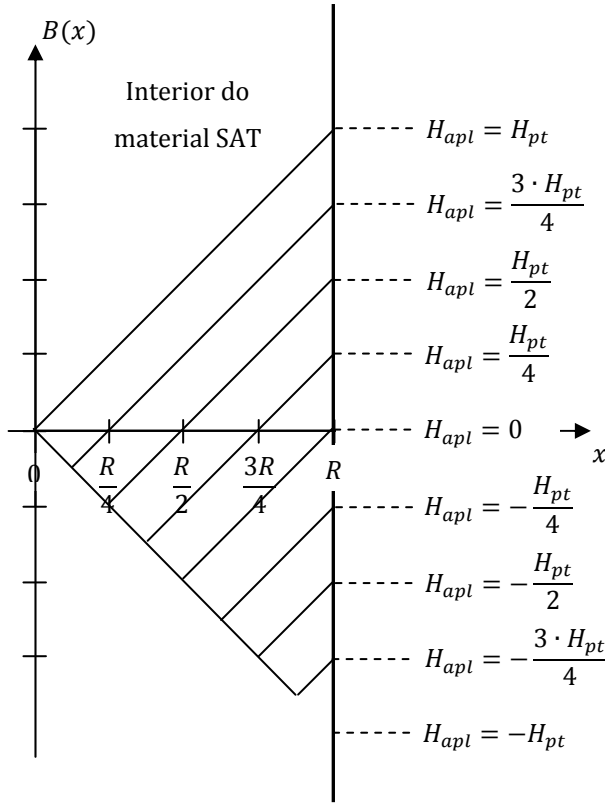
Para um campo magnético aplicado com uma amplitude compreendida entre 0 e H_{pt} , perfis de indução magnética resultantes dentro da amostra são os definidos na Figura 2.21. Pela análise da figura podem definir-se as características $B(x)$ para cada caso, obtendo-se os valores médios de indução magnética indicados na Figura 2.21.

Na Figura 2.22 e na Figura 2.23 encontram-se os perfis de indução magnética para uma variação de campo aplicado entre $(3/4)H_{pt}$ e entre $-H_{pt}$ e $-(3/4)H_{pt}$ e H_{pt} , estando indicados os respectivos valores médios de indução magnética.



H_{apl}	$\langle B \rangle$
$\frac{3 \cdot H_{pt}}{4}$	$\frac{\mu_0}{R} \left(\int_0^{\frac{7R}{8}} x dx + \int_{\frac{7R}{8}}^R \left(\frac{7}{4} - x \right) dx \right) = \mu_0 \cdot \frac{(17 \cdot R + 14)}{64}$
$\frac{H_{pt}}{2}$	$\frac{\mu_0}{R} \left(\int_0^{\frac{3R}{4}} x dx + \int_{\frac{3R}{4}}^R \left(\frac{3}{2} - x \right) dx \right) = \mu_0 \cdot \frac{(R + 6)}{16}$
$\frac{H_{pt}}{4}$	$\frac{\mu_0}{R} \left(\int_0^{\frac{5R}{8}} x dx + \int_{\frac{5R}{8}}^R \left(\frac{5}{4} - x \right) dx \right) = \mu_0 \cdot \frac{(30 - 7 \cdot R)}{64}$
0	$\frac{\mu_0}{R} \left(\int_0^{\frac{R}{2}} x dx + \int_{\frac{R}{2}}^R (1 - x) dx \right) = \mu_0 \cdot \frac{(2 - R)}{4}$
$-\frac{H_{pt}}{4}$	$\frac{\mu_0}{R} \left(\int_0^{\frac{3R}{8}} x dx + \int_{\frac{3R}{8}}^R \left(\frac{3}{4} - x \right) dx \right) = \mu_0 \cdot \frac{(30 - 23 \cdot R)}{64}$
$-\frac{H_{pt}}{2}$	$\frac{\mu_0}{R} \left(\int_0^{\frac{R}{4}} x dx + \int_{\frac{R}{4}}^R \left(\frac{1}{2} - x \right) dx \right) = \mu_0 \cdot \frac{(6 - 7 \cdot R)}{16}$
$-\frac{3 \cdot H_{pt}}{4}$	$\frac{\mu_0}{R} \left(\int_0^{\frac{R}{8}} x dx + \int_{\frac{R}{8}}^R \left(\frac{1}{4} - x \right) dx \right) = \mu_0 \cdot \frac{(14 - 31 \cdot R)}{64}$
$-H_{pt}$	$\frac{\mu_0}{R} \int_0^R -x dx = -\mu_0 \cdot \frac{R}{2}$

Figura 2.22: Perfis de indução magnética resultantes e valores médios de indução magnética para a aplicação de um campo magnético com uma amplitude entre $(3/4)H_{pt}$ e $-H_{pt}$.



H_{apl}	$\langle B \rangle$
$-\frac{3 \cdot H_{pt}}{4}$	$\frac{\mu_0}{R} \left(\int_0^{\frac{7R}{8}} -x dx + \int_{\frac{7R}{8}}^R \left(x - \frac{7}{4} \right) dx \right) = \mu_0 \cdot \frac{(14 - 17 \cdot R)}{64}$
$-\frac{H_{pt}}{2}$	$\frac{\mu_0}{R} \left(\int_0^{\frac{3R}{4}} -x dx + \int_{\frac{3R}{4}}^R \left(x - \frac{3}{2} \right) dx \right) = \mu_0 \cdot \frac{(-6 - R)}{16}$
$-\frac{H_{pt}}{4}$	$\frac{\mu_0}{R} \left(\int_0^{\frac{5R}{8}} -x dx + \int_{\frac{5R}{8}}^R \left(x - \frac{5}{4} \right) dx \right) = \mu_0 \cdot \frac{(30 - 7 \cdot R)}{64}$
0	$\frac{\mu_0}{R} \left(\int_0^{\frac{R}{2}} -x dx + \int_{\frac{R}{2}}^R (x - 1) dx \right) = \mu_0 \cdot \frac{(R - 2)}{4}$
$\frac{H_{pt}}{4}$	$\frac{\mu_0}{R} \left(\int_0^{\frac{3R}{8}} -x dx + \int_{\frac{3R}{8}}^R \left(x - \frac{3}{4} \right) dx \right) = \mu_0 \cdot \frac{(23 \cdot R - 30)}{64}$
$\frac{H_{pt}}{2}$	$\frac{\mu_0}{R} \left(\int_0^{\frac{R}{4}} -x dx + \int_{\frac{R}{4}}^R \left(x - \frac{1}{2} \right) dx \right) = \mu_0 \cdot \frac{(7 \cdot R - 6)}{16}$
$\frac{3 \cdot H_{pt}}{4}$	$\frac{\mu_0}{R} \left(\int_0^{\frac{R}{8}} -x dx + \int_{\frac{R}{8}}^R \left(x - \frac{1}{4} \right) dx \right) = \mu_0 \cdot \frac{(31 \cdot R - 14)}{64}$
H_{pt}	$\frac{\mu_0}{R} \int_0^R x dx = \mu_0 \cdot \frac{R}{2}$

Figura 2.23: Perfis de indução magnética resultantes e valores médios de indução magnética para a aplicação de um campo magnético com uma amplitude entre $-(3/4)H_{pt}$ e H_{pt} .

Calculando os valores médios da indução magnética, pode definir-se a curva $\langle B \rangle$ em função do campo aplicado H_{apl} , obtendo-se assim a curva de histerese característica do material SAT. Considerando, para questões de simplificação que $R = 1$, obtêm-se os ciclos de histerese aproximados para um campo aplicado com amplitude de $0,5H_{pt}$, $2H_{pt}$ e $3H_{pt}$, mostrados na Figura 2.24 a), b) e c), respectivamente.

Como é possível observar, o ciclo de histerese é similar ao dos materiais convencionais, contudo é importante notar que a histerese nos materiais supercondutores apresenta uma natureza diferente dos materiais convencionais, já que se baseia na dinâmica dos vórtices magnéticos com os centros de ancoragem característicos do material e não na orientação dos dipolos magnéticos.

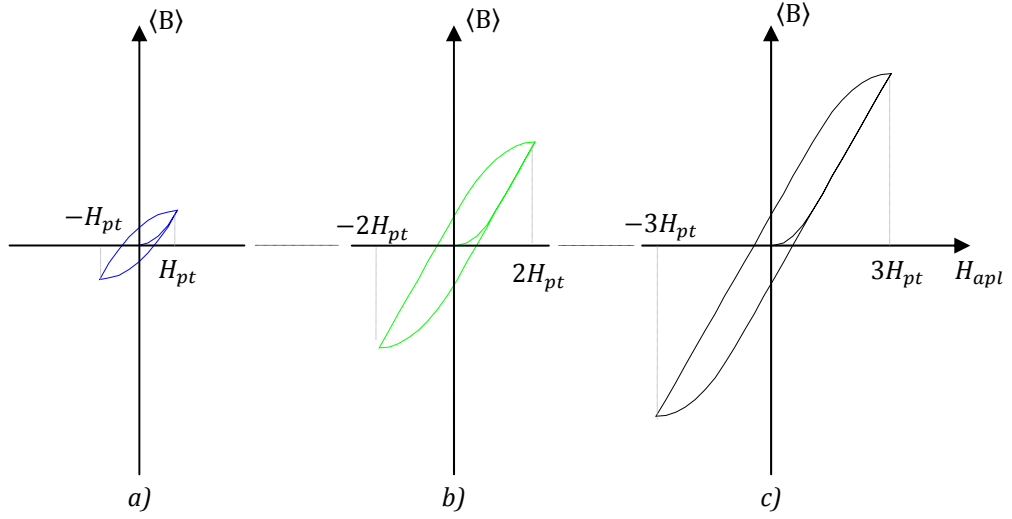


Figura 2.24: Ciclo de histerese aproximado, obtida para um campo aplicado perpendicularmente à amostra com uma amplitude máxima de a) H_{pt} , b) $2H_{pt}$, e c) $3H_{pt}$.

O cálculo e análise dos ciclos de histerese nos materiais SAT é importante num ponto de vista de cálculo de perdas, já que, segundo (Ramos, 1991) (Barnes1, 2000), são proporcionais à área do ciclo de histerese, definidas por

$$Q = \int H dM. \quad (2.16)$$

Perdas nos Materiais Supercondutores do Tipo II

Os vórtices implicam quanta de fluxo no interior, pelo que a derivada temporal dá origem, por (2. 6), a campo eléctrico. As perdas resultam do produto do campo eléctrico pela densidade de corrente no material, manifestando carácter resistivo. Analiticamente, as perdas, por unidade de volume V , podem ser calculadas pelo produto da densidade de corrente pelo campo eléctrico, ou seja

$$Q = \int_V \mathbf{J} \cdot \mathbf{E} dV. \quad (2.17)$$

Pelo modelo de Bean, a densidade de corrente é dada pelo valor crítico, J_c . Para o caso mostrado na Figura 2.13 e por (2. 6), o campo eléctrico e a densidade de corrente são paralelos, pelo que (2. 17) é simplificada a

$$Q = \int_V J_c \cdot E dV. \quad (2.18)$$

De acordo com a lei de Faraday, o campo eléctrico é dado pela variação temporal do fluxo, $d\phi/dt$, pelo que (2. 18) se pode reescrever de acordo com (2. 19), verificando-se que as perdas são diferentes para a condição de campo aplicado.

$$Q = \int_V J_c \cdot \frac{d\phi}{dt} dV \quad (2. 19)$$

A geometria simétrica do caso em estudo permite calcular as perdas só em metade da amostra como metade das perdas totais. O campo de indução magnética só apresenta variação segundo x , pelo que o fluxo também varia com x . Assim, para a situação de magnetização parcial, com um campo aplicado igual a metade do campo de penetração total B_{pt} , Figura 2.15, as perdas, por unidade de volume, em metade do ciclo são dadas por

$$q = \frac{1}{R} \int_0^a J_c \cdot \Delta\phi(x) dx. \quad (2. 20)$$

A variação de fluxo é calculada por

$$\Delta\phi(x) = \int_S \mathbf{B} \cdot d\mathbf{S}. \quad (2. 21)$$

De (2. 21), (2. 8) e (2. 9) obtém-se

$$\Delta\phi(x) = \int_0^x B dx \Rightarrow \Delta\phi(x) = \int_0^x -J_c \cdot \mu_0 \cdot x dx = -\frac{J_c \cdot \mu_0}{2} x^2. \quad (2. 22)$$

Substituindo o módulo de (2. 22) em (2. 20) obtém-se as perdas em meio ciclo por unidade de volume, dadas por

$$q = \frac{J_c^2 \cdot \mu_0 \cdot a^3}{3 \cdot R}. \quad (2. 23)$$

Considerando, para efeitos de simplificação, β , como o rácio entre o campo aplicado e o campo de penetração total, mostrado em (2. 24), podem escrever-se as perdas em metade do sistema como indicado em (2. 25). As perdas totais para a magnetização parcial, ou seja,

para $\beta < 1$, são o dobro das indicadas em (2. 25), sendo dadas em (2. 26), onde Γ representa o factor de perdas (Poole, 2007).

$$\beta = \frac{B_{apl}}{B_{pt}} = \frac{B_{apl}}{2 \cdot J_c \cdot \mu_0 \cdot R} \quad (2. 24)$$

$$q = \frac{B_{apl}^2}{4 \cdot \mu_0} \frac{\beta}{3} \quad (2. 25)$$

$$Q = \frac{B_{apl}^2}{2 \cdot \mu_0} \Gamma(\beta), \text{ com } \Gamma(\beta) = \frac{\beta}{3}, \beta < 1 \quad (2. 26)$$

Quando a amplitude do campo aplicado atinge um valor igual ao campo de penetração total, $B_{apl} = B_{pt}$, o fluxo penetra em toda a amostra supercondutora, como ilustrado na Figura 2.16, sendo induzidas correntes em toda a amostra. Como tal, as perdas correspondem às dadas por (2. 26) considerando uma profundidade de penetração igual ao comprimento da amostra, ou seja, $a = R$, dadas por

$$Q_1 = \frac{B_{apl}^2}{\mu_0} \Gamma(\beta), \text{ com } \Gamma(\beta) = \frac{2}{3\beta^2}, \beta = 1. \quad (2. 27)$$

Para a aplicação de um campo magnético superior ao campo magnético de penetração total, além das perdas verificadas até à aplicação do campo de penetração total, dadas em (2. 27), existe ainda as perdas devido ao campo excedente. Para este caso, a variação de fluxo entre o centro da amostra e uma distância x vale $(B_{apl} - B_{pt}) \cdot x$ e, por isso, as perdas por volume, em metade de ciclo, são dadas por (2. 28). Assim, as perdas totais por volume são as indicadas em (2. 29).

$$q_2 = \frac{1}{R} \int_0^a J_c \cdot (B_{apl} - B_{pt}) \cdot x \, dx \Rightarrow q_2 = \frac{J_c \cdot R}{2} (B_{apl} - B_{pt}) \quad (2. 28)$$

$$Q_2 = \frac{B_{apl}^2}{\mu_0} \Gamma(\beta), \text{ com } \Gamma(\beta) = \frac{1}{\beta} - \frac{1}{3\beta^2}, \beta > 1 \quad (2. 29)$$

Para o caso mostrado na Figura 2.17, as perdas totais, por volume, são dadas por

$$Q_3 = Q_1 + Q_2 = \frac{B_{apl}^2}{\mu_0} \Gamma(\beta), \text{ com } \Gamma(\beta) = \frac{1}{\beta} - \frac{1}{3\beta^2}, \beta > 1. \quad (2. 30)$$

De (2. 26), (2. 31) e (2. 30) encontra-se a característica do factor de perdas, ilustrado na Figura 2.25 para uma gama de valores de campos pequenos até grandes.

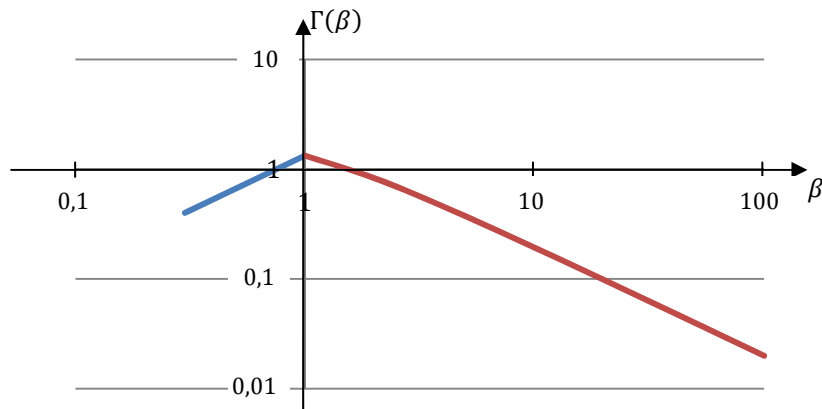


Figura 2.25: Factor de perdas de histerese $\Gamma(\beta)$, por ciclo, em função do campo normalizado β para o caso de uma amostra supercondutora paralelepipedica.

A análise da Figura 2.25 permite concluir que as perdas são máximas na vizinhança de $\beta = 1$, ou seja, quando se tem um campo aplicado que magnetize completamente a amostra supercondutora. Para campos muito pequenos, $\beta \ll 1$, as perdas são pequenas devido a se ter uma penetração de campo no material supercondutor muito pequena e, por isso, uma magnetização pequena. Para campos muito grandes, mas inferiores ao campo crítico superior, $\beta \gg 1$, as perdas são pequenas devido a se ter uma penetração de campo total no material supercondutor e, por isso, uma magnetização total de saturação que impede o movimento dos vórtices.

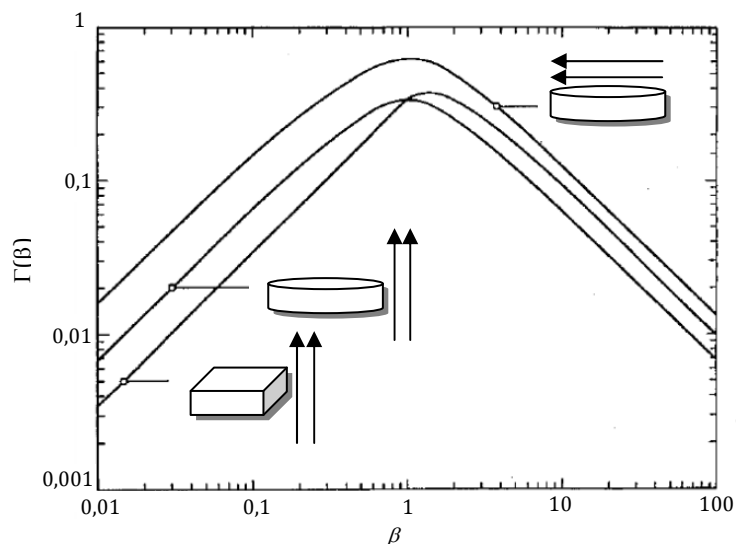


Figura 2.26: Factor de perdas $\Gamma(\beta)$ para diferentes amostras de material supercondutor e várias direcções de campo aplicado. Adaptado de (Wilson, 1983).

Em (Wilson, 1983) encontra-se mostrada a característica do factor de perdas Γ em função de β para uma amostra cilíndrica com campo aplicado perpendicular e paralelo ao eixo da amostra, estando detalhada na Figura 2.26.

Dependente da aplicação que se pretenda dar à amostra supercondutora, este factor de perdas deve ser analisado individualmente:

- Para sistemas de transporte de corrente, o factor de perdas deve ser o mínimo possível, pelo que se deve ter β muito grande ou muito pequeno. Considerando o caso acima mostrado, um grande valor de β implica o caso de se considerar um paralelepípedo com espessura reduzida, relativamente à profundidade de penetração pois, assim a amostra encontra-se totalmente penetrada mas, devido à reduzida espessura que apresenta, não se verifica uma grande variação de fluxo. Um valor pequeno de β implica que a profundidade de penetração seja muito menor que metade do comprimento total da amostra, isto é, $a \ll R$. A maioria das amostras apresenta uma blindagem devido à variação de fluxo e às características dos materiais supercondutores, verificando-se que as perdas ocorrem na periferia desta e, por isso, as perdas efectivas por unidade de volume diminuem.

- Para sistemas que dependem do valor das perdas, como por exemplo, as máquinas de histerese, à frente detalhadas, o factor de perdas deve ser máximo. Como tal deve projectar-se as máquinas de modo a garantirem um campo indutor aproximadamente igual ao campo de penetração total da amostra.

2.2.2 - Materiais SAT Comerciais

A integração dos materiais supercondutores tornou-se uma realidade a partir de 1987, com a descoberta dos materiais SAT. Estes são integrados como blocos maciços de material SAT (*bulk*) ou fita supercondutora (*tape/wire*) (Hott, 2004).

Blocos Maciços de Material SAT

Embora se possam encontrar na literatura outros compostos, os materiais supercondutores, enquanto blocos maciços de material SAT, foram desenvolvidos usando, principalmente, óxidos de cobre com ítrio e bário (YBCO⁵) e com bismuto, cálcio e estrôncio (BSCCO⁶). O YBCO, devido a permitir maiores densidades de campo ancorado e de correntes, é o mais interessante para integração.

⁵ Acrónimo para YBaCuO (Yttrium barium copper oxide). Lê-se “ibáco”.

⁶ Acrónimo para BSCCO (Bismuth Strontium Calcium Copper Oxide). Lê-se “bisco”.



a)



b)

Figura 2.27: Blocos maciços de material SAT a) mono-semente (www.evico.de Set/2014) e b) multi-semente (<http://www.theva.com> Set/2014).

A produção dos blocos de material supercondutor centra-se na implementação de uma semente em torno da qual se desenvolve, por sistemas de deposição, um cristal maior tratado por processos térmicos (Smith, 1998).

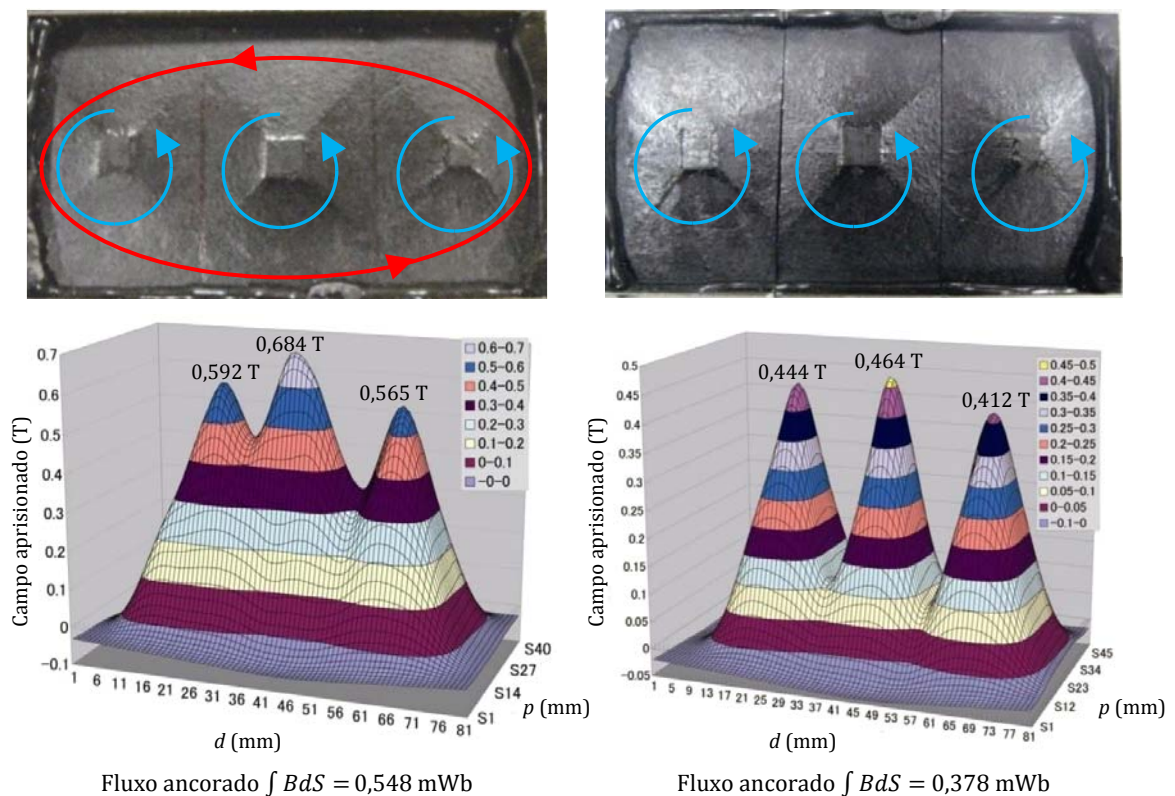


Figura 2.28: Comparação entre os campos ancorados para uma amostra de material SAT multi-semente, à esquerda, três amostras mono-semente coladas, à direita, para um campo aplicado de 5 T. Adaptado de (Werfel1, 2012) e (Deng, 2012).

O YBCO, enquanto bloco maciço de material SAT, foi inicialmente desenvolvido mono-semente, podendo apresentar forma rectangular ou cilíndrica, como os indicados na Figura 2.27 a). As técnicas actuais de produção de YBCO permitem amostras mono-semente constituídas por múltiplas sementes e, por isso, denominadas multi-semente, mostradas na Figura 2.27 b). Estas permitem o desenvolvimento de blocos de material SAT com várias topologias e dimensões superiores. No fabrico deste tipo de blocos tem que garantir o

perfeito alinhamento dos vários blocos e a orientação das sementes, usando-se a técnica de texturização, baseada em tratamento térmico (Werfel, 2012) (Campbell, 1997). Os materiais multi-semente podem ser combinados numa peça única ou unidos entre si formando, virtualmente, um único domínio. A comparação entre as configurações de “peça única” e “três peças mono-semente coladas” permitiu verificar que o campo aprisionado na primeira configuração, considerando a mesma magnetização, era cerca de 40% superior à segunda (Werfel1, 2012), como é possível observar na Figura 2.28, onde d é o comprimento das amostras e p é a profundidade. Este aumento é justificado pelo facto de na primeira configuração se estabelecem correntes intra-granulares por mono-semente, a azul, e correntes inter-granulares entre todos os cristais, a vermelho, enquanto na segunda configuração só se estabelecem correntes intra-granulares, como é possível verificar, na parte superior da Figura 2.28.

Dependendo da aplicação, os blocos de material supercondutor tipo II são geralmente utilizados em sistemas onde se tire partido do fenómeno de ancoramento de campo. Este é geralmente conseguido, por três processos de magnetização específicos (Jiang, 2008): arrefecimento na presença de campo (FC), arrefecimento sem campo (ZFC) e magnetização por campo pulsado (PFM).

No processo FC é aplicado um campo magnético DC forte. Este é mantido durante o processo de arrefecimento da amostra até que o material atinja o estado supercondutor. No processo ZFC e PFM o material é inicialmente arrefecido até atingir o estado supercondutor sendo, posteriormente, sujeito a um campo magnético variável que aumenta desde zero até um valor de pico, diminuindo novamente a zero. Contudo, enquanto no ZFC o material é sujeito a um campo que varia lentamente, no PFM o campo é pulsante com uma duração de aplicação pequena, na ordem dos milissegundos (Yokoyama, 2012).

Fita Supercondutora de Material SAT

As fitas supercondutoras desenvolvidas até então distinguem-se em de primeira (1G) ou segunda geração (2G). Tanto numa como na outra, os materiais supercondutores são combinados com material convencional, adquirindo o formato de uma fita flexível capaz de transportar uma densidade de corrente elevada, quando comparado a um condutor de cobre com a mesma secção.

Um dos primeiros desafios para a assimilação de materiais supercondutores em máquinas eléctricas foi a concepção de enrolamentos com características eléctricas aceitáveis. A primeira geração de fita supercondutora é baseada em multifilamentos de BSCCO (Maeda, 1988), embebidos numa matriz de prata, como a mostrada na Figura 2.29 a).

Do ponto de vista de fabrico, esta é sujeita à técnica de PIT (*Powder In Tube*), colocando o material supercondutor em pó dentro de tubos de prata e sujeitando-os a mecanismos de extrusão, sendo depois transformados em multifilamentos (Gomes, 2000). A prata desempenha um papel fundamental já que é responsável pela resistência mecânica da fita e por evitar a sua destruição quando o material deixar de estar no estado supercondutor e esta se encontra energizada. As principais desvantagens da fita supercondutora de 1G são a sua sensibilidade à presença de campos magnéticos transversais à superfície da fita, a limitação de flexão da fita a um determinado valor sem que esta perca as suas propriedades supercondutoras (Shigue, 2005) e o preço devido a serem compostas por uma matriz de prata que representa cerca de 70% do volume da fita (Lamas, 2009). Actualmente, esta fita apresenta densidade de corrente crítica de $2 \times 10^4 \text{ A} \cdot \text{mm}^{-2}$ à temperatura do azoto líquido, tornando possível construir quase todo o tipo de motores clássicos com a substituição dos enrolamentos em cobre por material supercondutor (Oh, 2002).



Figura 2.29: Fita supercondutora de a) 1G (BSCCO) e b) 2G (YBCO). Adaptado de www.nexans.de (Set/2014).

As limitações da fita 1G e a descoberta do YBCO deram origem à segunda geração de fitas supercondutoras – 2G ou, também designados como condutores revestidos (*coated conductors*) (Voccio, 2007), mostrada na Figura 2.29 b). Comparativamente às de primeira geração, apresentam características electromagnéticas mais atractivas (Chirayila, 2000), melhor homogeneidade do material e melhores propriedades mecânicas (Gieras, 2009).

Tabela 2.1: Valor de densidade crítica, J_c , para blocos maciços de YBCO e para fita 2G, considerando que não existe qualquer campo aplicado.

	$J_c @ 4 \text{ K}$	$J_c @ 77 \text{ K}$
Bloco maciço de YBCO http://www.atz-gmbh.com/ (Nov/2012)	$8 \times 10^6 \text{ A} \cdot \text{mm}^{-2}$	$1 \times 10^3 \text{ A} \cdot \text{mm}^{-2}$
Fita 2G http://www.superpower-inc.com (Nov/2012)	$1,37 \times 10^5 \text{ A} \cdot \text{mm}^{-2}$	$2 \times 10^4 \text{ A} \cdot \text{mm}^{-2}$

Ao contrário das fitas 1G, onde o material supercondutor é embebido numa matriz, na 2G as fitas possuem uma estrutura de multicamadas orientadas que são depositadas sobre um substrato, como é possível observar na Figura 2.29 b), com diferentes funções para que a

fita tenha estabilidade química, térmica, mecânica e eléctrica (Lamas, 2009). Também em relação aos blocos maciços de YBCO, as propriedades eléctricas das fitas 2G são consideravelmente superiores, como é possível observar na Tabela 2.1.

As fitas de primeira geração têm sido aplicadas em sistemas de imagem por ressonância magnética (Yuan, 2007) (Nachtrab, 2008). As fitas de segunda geração têm sido integradas em cabos para a transmissão de energia eléctrica (Selvamanickam, 2009), limitadores de corrente (Baldan, 2009), máquinas eléctricas (Pei, 2009), electromagnetos de elevado campo (Hazelton, 2009), chumaceiras supercondutoras (Nagashima, 2009) e sistemas de armazenamento de energia (Yuan, 2010). É de salientar que recentemente começam, também, a encontrar-se referências a condutores em fita de terceira geração (3G) (Rokhvarger, 2012), com maior ancoramento de fluxo, conseguido à custa da optimização dos centros de ancoramento, sendo a *3G-HTS Corporation* (<http://www.3ghts.com/>) uma das empresas ligada ao desenvolvimento deste tipo de fita supercondutora.

2.2.3 – Integração de Materiais SAT

Nos sistemas eléctricos, a potência mecânica pode ser considerada proporcional à densidade de corrente e à indução magnética. Inicialmente, com o evoluir das teorias e das descobertas e com a verificação da melhoria nas características eléctricas dos materiais SAT, depressa se percebeu que vários sistemas eléctricos poderiam ser optimizados com a integração deste tipo de materiais (Kovalev, 2001).

Nos sistemas eléctricos convencionais, baseados em núcleos ferromagnéticos e cobre, usam-se núcleos ferromagnéticos com o objectivo de guiar as linhas de fluxo e aumentar a indução magnética no entreferro, obtendo-se melhores indutâncias magnéticas e, consequentes, rendimentos. Contudo, a maioria desses materiais têm uma saturação magnética e limitações na densidade de corrente máxima que se pode fazer circular pelos enrolamentos, condicionada pela capacidade de dissipar as perdas por efeito de joule produzidas. É aqui que os materiais supercondutores do tipo II se apresentam como uma grande vantagem. A capacidade de conduzir grandes densidades de corrente, com poucas perdas, dá origem a grandes induções magnéticas, podendo-se pensar em prescindir dos núcleos ferromagnéticos. Assim, obtém-se um incremento na potência de saída do motor, para o mesmo volume de material activo e densidade de corrente, ou então verifica-se uma redução do volume do sistema, para a mesma potência, resultando numa miniaturização da máquina em questão. Além disso, aumentando os centros de ancoragem no material SAT produz-se, nos materiais supercondutores magnetizados, um comportamento idêntico a

magnetos permanentes⁷ com induções magnéticas maiores que, para aplicações sem ferro podem garantir induções magnéticas jamais alcançadas com condutores convencionais (Matsumoto, 2010). Estas vantagens culminaram na optimização de várias aplicações convencionais e no desenvolvimento de novas dentro de vários sectores, como os ilustrados na Figura 2.30.



Figura 2.30: Áreas de aplicação dos materiais SAT.

A geração de energia pode ser conseguida com o uso de geradores com supercondutores para turbinas eólicas, turbinas hídricas (Fair, 2010) e baseados na força das ondas⁸ e um sistema, cada vez mais perto da realidade, de fusão nuclear designado de Reactor Termonuclear Experimental Internacional – ITER (<http://www.iter.org/>). Nestes, os supercondutores substituem os condutores convencionais de cobre por fita supercondutora ou blocos. Nas turbinas eólicas a investigação tem-se centrado no desenvolvimento de

⁷ Actualmente consegue-se produzir materiais supercondutores com indução magnética de 17 T (Tomita, 2003) aproximadamente 13 vezes maior que o Neodímio-Ferro-Boro (Jones, 2001).

⁸ Para mais informação consulte-se <http://www.oceanpowertechnologies.com/index.html> (Nov 2012).

geradores mais eficientes com transmissão directa que elimina as pesadas caixas de velocidades que implicam elevados custos de manutenção (Lewis, 2007) (Fukui, 2011), resultando sistemas mais leves, face aos convencionais para a mesma potência, como ilustrado na Figura 2.31.



Figura 2.31: Comparação de tamanho e peso das turbinas eólicas para uma potência de 10 MW – Adaptado de <http://richard.grisel.free.fr/ICEM2012/TUTORIALS/TUT5.pdf> (Set/2014).

No sector do transporte a integração dos materiais supercondutores permitiu desenvolver sistemas de propulsão e tracção, bem como usar a levitação magnética no desenvolvimento do comboio levitado magneticamente, conhecido como MAGLEV. O MAGLEV foi desenvolvido até então com suspensão electromagnética ou com suspensão electrodinâmica.

A suspensão electromagnética consiste num veículo com electromagnetos supercondutores controlados electronicamente que interagem com uma linha ferromagnética por forças de repulsão, originando a levitação do veículo sobre uma linha ferromagnética. A linha é composta por electromagnetos supercondutores e um veículo assente sobre um braço em C com magnetos na parte interior lateral superior para manter o comboio estável e na parte inferior para a levitação. A atracção magnética varia inversamente com o cubo da distância, pelo que pequenas alterações na distância entre os magnetos do veículo e da linha produzem forças dinamicamente instáveis, em que uma ligeira divergência a partir da posição nominal, a tendência será para agravar isso. Assim, este sistema obriga a complexos sistemas de controlo de feedback com o objectivo de manter a o comboio a uma distância constante da pista, cerca de 15 milímetros (Goodall, 1985) (Tsuchiya, 2000). Actualmente encontra-se no sistema Transrapid Xangai, China (Holmer, 2003). Neste caso a propulsão é mantida por motores.

A suspensão electrodinâmica consiste em electromagnetos supercondutores responsáveis por campos elevados que, quando em movimento, induzem correntes em bobinas supercondutoras presentes em guias adjacentes na linha que dão origem a campos que podem ser de repulsão ou atracção. Desta forma, surge uma levitação magnética estável e controlada entre o veículo e a linha (He, 1994). Este sistema é estável já que uma pequena aproximação do comboio à linha leva a que se desenvolvam campos repulsantes fortes que garantem a distância linha-comboio. O mesmo acontece quando o comboio se “afasta” da linha, pelo que este sistema não precisa de controlo. Neste caso a propulsão é garantida por um conjunto de bobinas convencionais nas guias da linha com alimentação trifásica, dando origem a um campo viajante que, ao interagir com o campo criado pelas bobinas supercondutoras do comboio, o propulsiona.

A integração de motores de propulsão com supercondutores em navios, com dimensões mais reduzidas que os convencionais (Malozemoff, 2007), permite sistemas de propulsão de potência mais pequenos e leves (Gamble, 2011). Na aeronáutica, já em 1989 se previa a integração de dispositivos baseados em materiais SAT (Turney, 1989). Em 2012 foi revelado o *NASA N3-X concept* (Liu, 2012) que integra propulsão supercondutora. A empresa *Sumitomo Electric* desenvolveu o primeiro veículo eléctrico com tracção baseada num motor supercondutor, testado com sucesso num automóvel com a integração de um motor supercondutor com uma potência de 30 kW e um binário de 120 N·m⁹.

Na área da saúde, a integração de sistemas supercondutores prevê sistemas compactos e menos onerosos, face aos existentes, na prevenção e diagnóstico médico não invasivo dos órgãos principais do corpo humano. A imagem de ressonância magnética – MRI, baseada em magnetos supercondutores com grande indução magnética, permite um diagnóstico médico mais eficaz, não invasivo e seguro (Lipo, 1989) (Buckel, 2004) (Kobayashi, 2003) (Khare, 2003) (Sheahen, 2002). Para análise estática, o uso de transdutores ultra-sensíveis baseados em tecnologia supercondutora e nas descobertas de Josephson (Josephson, 1974), nomeadamente SQUIDS¹⁰, permitiram desenvolver o MEG¹¹ (Clarke, 2004) (Clarke, 2006) (Trindade, 2004) (Baumgartne, 2003) e a MCG¹² (Buckel, 2004).

No apoio militar, a integração dos materiais supercondutores passa pelo desenvolvimento de sistemas de propulsão baseados em de motores supercondutores com dimensões mais reduzidas e sistemas de desmagnetização avançados (*degaussing system*)

⁹ <http://global-sei.com/super/index.en.html> (Set/2014).

¹⁰ Acrónimo para Dispositivo Supercondutor de Interferência Quântica (*Superconducting Quantum Interference Device*).

¹¹ Acrónimo para Magnetoencefalógrafo (*Magnetoencephalography*).

¹² Acrónimo para Magnetocardiografia (*Magnetocardiography*).

baseados em cabos supercondutores (Hutchinson, 2008), responsáveis pela eliminação da assinatura magnética dos navios, tornando-os virtualmente indetectáveis e reduzindo o peso do sistema global (50% a 80%) e o comprimento do cabo instalado de 90%, face ao convencional e, por isso, os custos de instalação (Fitzpatrick, 2005). Também o desenvolvimento de canhões electromagnéticos, mais conhecidos por *quench guns* (Nottke, 1990), poderá vir a integrar sistemas de defesa futuros.

Em 2012, no CERN¹³ descobriu-se o Bosão de Higgs (Higgs, 1964). Esta descoberta foi realizada através do maior instrumento científico, LHC¹⁴, instalado na fronteira entre Suíça e França. Este baseia-se num sistema de aceleração de partículas com bobinas supercondutoras (Rossi, 2004) (Allitt, 2004) (Rossi, 2003) (Belova, 2002) (Perin, 1991), e vários sensores com o objectivo de estudar partículas conhecidas e descobrir novas.

Além dos sistemas acima descritos, o sistema das comunicações também integrou os materiais supercondutores. Aqui, os supercondutores têm sido aplicados no desenvolvimento de antenas (Hansen, 1990) (Kornev, 2011) (Kawakami, 2011), filtros passivos (Snyder, 2012) (Hong, 2005) (Gutierrez, 2001) e transmissores (Kobayashi, 2003) (Khare, 2003). As vantagens registadas foram melhor relação sinal-ruído e sistemas cada com dimensões mais reduzidas. Mais recentemente, os supercondutores foram integrados no desenvolvimento de processadores quânticos, utilizando fios supercondutores, obtendo-se processamento mais rápido (You, 2005) (Zagoskin, 2007).

2.2.3.1 - SAT em Dispositivos Eléctricos

A limitação nas características electromagnéticas dos materiais supercondutores do tipo I, com campos magnéticos aplicados a poucos mT e, consequentemente, densidades de corrente pequenas, tornam-nos inapropriados para a maioria dos sistemas eléctricos (Viña, 2000). Ainda assim a sua aplicação é bastante bem conseguida em aplicações em que se use fenómenos diamagnéticos, tais como máquinas de relutância.

Com a descoberta dos vários materiais supercondutores de tipo II e, paralelamente, a melhoria das suas características, apareceram múltiplos dispositivos para integração de materiais supercondutores SAT.

Sistemas de armazenamento de energia, sem perdas, em electromagnetos supercondutores – SMES (*Superconducting Magnetic Energy Storage*) (Lee, 2001) são um dos principais focos de investigação e desenvolvimento (Nomura, 2005) (Jong, 2006). As

¹³ Acrónimo para Organização Europeia para a Investigação Nuclear - *European Organization for Nuclear Research*.

¹⁴ Acrónimo para *Large Hadron Collider*

elevadas densidades de corrente que surgem no material supercondutor conferem-lhe uma enorme capacidade de armazenamento de energia. A integração em redes de energia, onde funcionam como fontes ininterruptas de energia, assegura as falhas de pequena duração (Hassenzahl, 2004).

Na protecção das redes de distribuição eléctrica a integração dispositivos SAT apresentou especial interesse com o desenvolvimento de limitadores de corrente, monofásicos ou trifásicos. Em operação, apresentam a grande vantagem de não terem qualquer influência para o circuito, actuando de forma rápida e eficiente na redução da corrente de curto-circuito, com recuperação do estado supercondutor (Ye, 2007), como é possível observar na Figura 2.32. Nesta é considerado que se tem um limitador numa rede de energia em série com o sistema a proteger. Quando ocorre um curto-circuito todo o sistema fica sujeito a uma corrente elevada e, conseqüentemente, o limitador também. Para valores de corrente de curto-circuito superiores à corrente crítica, a temperatura crítica é atingida e o material deixa de estar no estado supercondutor. Para o caso em análise, detalhado em (Ye, 2007), a corrente prospectiva é de 18 kA, contudo com o limitador, a corrente de curto-circuito máxima alcançável é de 2,6 kA, reduzindo-se depois no segundo ciclo a 1,2 kA, ou seja, aproximadamente o quadruplo da corrente nominal.

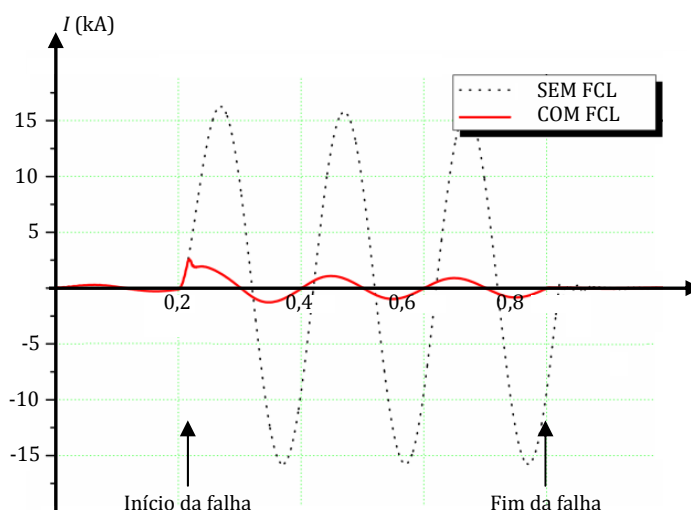


Figura 2.32: Característica em operação contra falha de curto-circuito. Adaptado de (Ye, 2007).

Os limitadores são classificados entre resistivos e indutivos, dependendo do princípio de operação. No limitador resistivo o material SAT é inserido em série com a linha a proteger enquanto no indutivo o material SAT está ligado magneticamente. Em situação de defeito, quando resistivo utiliza o fenómeno de amortecimento (*quench*) através do aumento da temperatura do material até à temperatura crítica onde o material passa para o

estado normal, aumentando a resistência do circuito. Quando indutivo, a corrente no primário cresce, aumentando o campo. A partir de certa altura as correntes induzidas no material SAT deixam de equilibrar/cancelar a *f.m.m.* e o fluxo penetra no ferro, onde é amplificado, dando origem a uma queda de tensão indutiva que limita a corrente na linha. Assim, não havendo ligação eléctrica ao circuito de protecção, ao contrário do resistivo, não necessitam de terminais de conexão, reduzindo substancialmente as perdas (Willén, 2005) (Hirose, 2006) e não se deterioram em operação contra falha. Contudo, os limitadores indutivos só funcionam em redes AC e tem a necessidade de um núcleo ferromagnético que o torna maior e mais pesado, implicando uma maior quantidade de refrigeração e limitando o rendimento do sistema (Pina, 2010).

Também na parte de transformação de energia, os transformadores baseados em materiais SAT exibem menor peso e dimensões, face aos convencionais para a mesma potência, e a abolição do dieléctrico inflamável e poluente (McConnell, 2000) (Mehta, 1997). Os materiais SAT são inseridos como substituição dos enrolamentos do primário e do secundário, com fita de Bi-2223/Ag (Kawabata, 2008) (Wang, 2007). Acoplado ao núcleo convencional, em materiais ferromagnéticos, podendo estar, ou não, refrigerado, este tipo de dispositivo implica um sistema de criogenia, que inclui o crióstato, o líquido refrigerador e elementos de conexão eléctrica (Chen, 2007). Quando totalmente imersos no líquido criogénico, apresentam a desvantagem de apresentaram um aumento nas perdas magnéticas no núcleo (Anabela, 2010).

Nas máquinas eléctricas, a integração de SAT permite potenciais reduções de peso e dimensões. A capacidade de permitirem elevadas densidades de correntes possibilita a substituição dos enrolamentos convencionais por materiais SAT, reduzindo as perdas eléctricas. Assim, integrando materiais SAT tem-se uma optimização considerável face às máquinas convencionais. Na verdade, actualmente a melhoria é relativa, já que os sistemas que integrem materiais supercondutores estão fortemente condicionados pelo sistema criogénico para manter a temperatura do material SAT, implicando perdas e redução do rendimento esperado. A refrigeração deverá ser, idealmente, realizada pelo interior do veio do rotor (Klaus, 2007) (Snitchler, 2010) (Sugyo, 2009) com uso de *torque tubes*¹⁵ (Ani, 2009) (Al-Mosawi, 2008) (Seeber, 1998), evitando partes dinâmicas e consequências térmicas devido ao ambiente criogénico. À frente será detalhada a aplicação de materiais supercondutores a máquinas eléctricas.

¹⁵ Elemento de ligação mecânica responsável pela transmissão de movimento entre o motor/gerador, à temperatura criogénica, e a carga, à temperatura ambiente (Winn, 2009).

O projecto de máquinas eléctricas é condicionado pela transmissão do movimento sendo realizado através de rolamentos ou chumaceiras (Lorenzen, 2002). Os rolamentos e chumaceiras, quando sujeitos a temperaturas criogénicas, apresentam grandes alterações mecânicas que os impedem de operar correctamente. A investigação e desenvolvimento das chumaceiras supercondutoras são fundamentais na optimização das máquinas eléctricas, garantindo a transmissão e aumentando o rendimento dos sistemas em que se inserem, já que se reduzem perdas (Nagaya, 2003), (Park, 2010) e (May, 2009). Assim, no dimensionamento de sistemas baseados em supercondutores, a integração de rolamentos e chumaceiras radiais ou axiais com supercondutores de alta temperatura torna-se potencialmente uma mais-valia, permitindo eliminar atritos mecânicos (Hull, 2000) (Tang, 2007). Compostos, geralmente, por SAT estáticos e magnetos permanentes na parte dinâmica, o arrefecimento do material supercondutor na presença de campo magnético implica a levitação magnética e o ancoramento de fluxo na matriz de vórtices define a estabilidade do sistema dinâmico que garante o percurso de movimento do mesmo, sem que este se desloque do ponto de estabilidade. Assim, a transmissão é assegurada quase sem atrito¹⁶ nos apoios, diminuindo as perdas e, consequentemente, aumentando o rendimento do sistema.

2.2.3.2 - Máquinas Eléctricas com Supercondutores

De forma idêntica às máquinas convencionais, as máquinas com supercondutores distinguem-se com base na conversão de energia, podendo ser lineares ou rotativas de fluxo radial (em tambor) ou axial (em disco). São essencialmente categorizadas como máquinas síncronas, havendo outras (homopolares), uma vez que o funcionamento se baseia no acompanhamento síncrono do campo rotor como o do estator. Contudo, devido aos fenómenos de escoamento de fluxo (*Flux Flow*), fluência de fluxo (*Flux Creep*) e aprisionamento de fluxo (*Flux Pinning*) estas máquinas exibem, em certos casos mais à frente detalhados, comportamento assíncrono estável.

Os materiais SAT, quando introduzidos no estator ou no rotor, ou em ambos, são arrefecidos através de banho térmico em líquido criogénico ou através de arrefecimento forçado através de tubagens próprias (Kalsi, 2011). Inicialmente, à temperatura do hélio líquido foi muito difícil garantir o funcionamento dos rolamentos pelo que se começou por colocar supercondutores no estator, ficando a parte dinâmica da máquina à temperatura ambiente. Contudo, a dificuldade em maquinar os materiais cerâmicos limitava as aplicações

¹⁶ Existe sempre o atrito do meio, considerado viscoso (Stoye, 1996) (Hull, 2000) (Tang, 2007) (Kuehn, 2007) (Okano, 2000), contudo, quando comparado com um rolamento convencional, pode considerar-se nulo.

a blocos de materiais usados na excitação. Esta limitação foi mais tarde resolvida com o desenvolvimento e integração das fitas supercondutoras para aplicação em excitação e pelo desenvolvimento das chumaceiras supercondutoras, que garantem um sistema de transmissão.

Depois de descobertos e compreendidos os fenómenos nos materiais SAT, o desenvolvimento e integração de blocos maciços deste tipo de materiais permitiram o aperfeiçoamento da maioria das máquinas eléctricas convencionais. Neste tipo de topologia o material activo convencional do rotor é substituído por blocos de material SAT que pode ser, ou não, acompanhado de material ferromagnético. A descoberta do YBCO (Chu, 1987), actualmente disponível com densidades de corrente com valores da ordem de 1×10^3 A·mm⁻², à temperatura do azoto líquido (<http://www.atz-gmbh.com/> (Set/2014)), permitiu a optimização de várias máquinas eléctricas convencionais, tais como por exemplo de relutância e de histerese. Além disso, o fenómeno de ancoramento de fluxo característico deste tipo de material deu origem a uma nova máquina denominada máquina de campo ancorado (*trapped flux machines*).

Os motores convencionais de magnetos permanentes estão magnetizados uniformemente através do volume de material, sendo o NdFeB o mais utilizado, com uma indução magnética remanescente de 1,5 T. Nos materiais SAT a magnetização é conseguida através da dinâmica de vórtices no interior da amostra, conseguindo-se magnetizações superiores às de um magneto permanente equivalente. De estudos realizados conseguiram-se amostras SAT com valores de 17 T @ 29 K (Tomita, 2003).

Vários tipos destas máquinas foram desenvolvidos, tais como motores de passo (Komori, 2001) (Komori, 2003), de histerese, de relutância variável, de fluxo ancorado, totalmente supercondutores sem ferro, entre outros, com maior ênfase para os motores de relutância, de histerese e de fluxo ancorado (Kovalev, 2003) (Kovalev, 2006).

Máquina de Fluxo Ancorado

Este tipo de máquinas utiliza a capacidade dos materiais supercondutores do tipo II ancorarem grandes induções magnéticas nos centros de ancoragem que o material apresenta, devidos a não homogeneidades, fracturas, ou criados propositadamente.

Nesta máquina os materiais SAT são colocados no rotor, sendo magnetizados previamente através de sistemas de cobre convencionais, como ilustrado na Figura 2.33. Quando sujeitos a um campo girante, no caso dos motores rotativos, os blocos de material

SAT seguem o fluxo indutor girando com ele, agindo como uma máquina síncrona com magnetos permanentes.

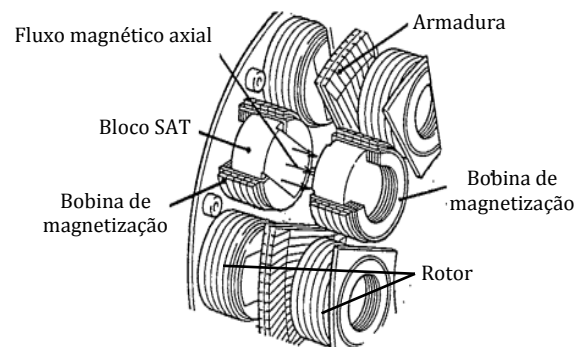


Figura 2.33: Motor de campo ancorado (fluxo axial). Adaptado de (Oka, 1997).

Tabela 2.2: Motores de campo ancorado desenvolvidos.

Tipo de Máquina	Aplicação supercondutores	Potência Temperatura	Vantagens/Aplicação	Referência/Data
Motor	Blocos de YBCO no rotor	1,5 kW (30 K)	<ul style="list-style-type: none"> Motor de fluxo radial; Sistema de refrigeração incluído. 	(Hirakawa, 2003)
Motor	Rotor em YBCO		<ul style="list-style-type: none"> Actuador Linear trifásico 	(Sugawara, 2004)
Motor	Bobinas SAT refrigeradas com hélio	745,7 kW (4 K)	<ul style="list-style-type: none"> Indução magnética de 1,5 T; Redução das perdas para metade, permitindo miniaturização; 	(Aized, 1999).
Motor	Excitação com enrolamentos de NbTi	150 kW (4 K)	<ul style="list-style-type: none"> Magnetos permanentes no rotor; Peso baixo; Elevado rendimento. 	(Tixador, 1999)
Motor	Bobinas de BSCCO no rotor	1,2 MW (77 K)	<ul style="list-style-type: none"> Motor de fluxo radial; Navio com propulsão eléctrica. 	(Dombrovski, 2005) (Zhang, 2000)
Motor	Rotor com blocos de GBCO	3,1 kW	<ul style="list-style-type: none"> Magnetização por pulsos; Aplicação futura para propulsão; Motor de fluxo axial. 	(Matsuzaki, 2005)
Motor	Bobinas no estator e rotor em BSCCO	100 kW	<ul style="list-style-type: none"> Totalmente supercondutor; Motor de fluxo axial; Aplicação em propulsão (navio); Arrefecimento pelo veio do rotor. 	(Sugyo, 2009)
Motor	Bobinas de Bi-2223 no rotor	5 MW (32 K)	<ul style="list-style-type: none"> Navio com propulsão eléctrica; Motor de fluxo radial. 	(Snitchler, 2005)
Motor	Blocos de YBCO e fita de BSSCO no rotor		<ul style="list-style-type: none"> Avioneta com propulsão eléctrica; Motor de fluxo radial. 	(Masson, 2005) (Masson, 2009) (Luongo, 2009)
Motor de corrente contínua	Blocos de YBCO no rotor como magnetos	940 W (65 K)	<ul style="list-style-type: none"> Aumento do rendimento; Optimização de motor de corrente contínua. 	(Itoh, 1995)
Motor homopolar	Rotor com bobinas supercondutoras de NbTi	300 kW (4 K)	<ul style="list-style-type: none"> Sistema electromagnético inovador. 	(Chen, 1996)
Motor homopolar	Rotor com blocos SAT	(77 K)	<ul style="list-style-type: none"> Motor de fluxo axial; Armadura convencional. 	(Crapo, 1991)
Motor/ Gerador	YBCO no rotor		<ul style="list-style-type: none"> Motor de fluxo radial; Topologia em panqueca. 	(Hull, 2010)
Gerador	Rotor em YBCO		<ul style="list-style-type: none"> Gerador de fluxo radial. 	(Tsuboy1, 2003)
Gerador	Rotor com bobinas supercondutoras de NbTi	70 MW (4 K)	<ul style="list-style-type: none"> Rendimento incrementado de 1% e diminuição da reactância síncrona. Desenvolver tecnologia para gerador de 200 MW. 	(Shimada, 1999) (Higuchi, 1993) (Nakagawa, 1995) (Inoue, 1997)

Até então foram desenvolvidos motores e geradores de fluxo axial e radial, com aplicações industriais em propulsão de navios e avionetas, como indicado na Tabela 2.2. Dentro dos motores, distingue-se a aplicação do campo ancorado para otimização de máquinas homopolares, de corrente contínua e de passo. É também possível verificar que os materiais mais usados são o YBCO e o BSCCO, em blocos e fita, sendo também empregues outros materiais supercondutores, tais como o GBCO, à base de gadolínio e bário, entre outros.

Máquina de Relutância

Nas máquinas de relutância a potência máxima de saída e as características são, basicamente, determinadas pela relação entre as relutâncias magnéticas do eixo longitudinal/directo e transversal/quadratura. Nos motores convencionais é conseguida uma relação elevada entre ambas as relutâncias usando material ferromagnético num eixo longitudinal e ar no eixo em quadratura.

A descoberta e compreensão das propriedades diamagnéticas dos materiais supercondutores e o princípio de funcionamento dos motores de relutância permitiram a optimização deste tipo de máquina, substituído o ar por blocos de material supercondutor que impõe propriedades diamagnéticas (Oswald, 1999) (Kovalev, 2002) (Oswald, 2002) (Oswald, 2005). Desta forma a relação entre as reactâncias directa e em quadratura é aumentada, garantindo-se melhores características electromecânicas. Várias topologias deste tipo de motores foram desenvolvidas (Rodrigues, 2001), sendo a configuração do rotor em Zebra a que apresenta maior rendimento (Oswald, 1999) (Kovalev, 2000) (Kovalev, 2002).



Figura 2.34: Motor de relutância com estator convencional e rotor em material HTS. Retirado de (Oswald, 2005).

Neste tipo de máquina, apresentada na Figura 2.34, os elementos não magnéticos são substituídos por materiais SAT usando YBCO ou BSCCO em blocos maciços. Vários motores

de relutância têm sido desenvolvidos para diferentes aplicações e valores de potência, encontrando-se detalhados na Tabela 2.3.

Tabela 2.3: Motores de relutância desenvolvidos.

Tipo de Máquina	Aplicação supercondutores	Potência Temperatura	Vantagens/Aplicação	Referência/Data
Motor	Fita de BSCCO/prata no rotor	Variáveis de acordo com as geometrias (77K)	<ul style="list-style-type: none"> Motor de fluxo radial desenvolvido para bombear combustível a temperatura criogénica em avião; Redução das dimensões (face ao convencional assíncrono). 	(Kovalev, 2004)
Motor	Blocos de YBCO no rotor	(77 K)	<ul style="list-style-type: none"> Motor de fluxo axial. Baixa potência. 	(Tixador1, 1997)
Motor	Rotor em YBCO	200 kW (77 K)	<ul style="list-style-type: none"> Aplicação futura em sistemas que exijam grandes densidades de potência e dimensões reduzidas 	(Oswald, 2005)
Motor	Rotor em YBCO	150 kW (77 K)	<ul style="list-style-type: none"> Aumento do binário específico face ao convencional assíncrono. 	(Oswald, 2002)

Máquinas de Histerese

Como referido anteriormente, os materiais SAT exibem um comportamento histerético quando sujeitos a um campo magnético variável devido ao fenómeno de ancoramento de fluxo (*flux pinning*), produzindo-se perdas proporcionais ao ciclo de histerese (Barnes1, 2000), apresentando memória, cuja história magnética depende, fortemente, da magnetização anterior e das condições de trabalho atuais.

Inicialmente, a vontade de eliminar este tipo de fenómeno fez com que as primeiras máquinas supercondutoras fossem de corrente contínua, por exemplo, homopolares (Superczynski, 1997) (Chen, 1996). Depois, a comparação com as máquinas de histerese convencionais levou ao estudo e desenvolvimento de máquinas que aproveitavam os fenómenos histeréticos e, consequentes “perdas”, para a produção de binário (Barnes1, 2000) (Kovalev, 2001) (Kovalev, 2003) (Kovalev, 2006) (Inácio, 2007).

Neste tipo de máquinas, o campo girante do estator magnetiza o rotor com o mesmo número de pólos magnéticos que possui. A relação entre o campo magnético e a indução magnética no material rotórico provoca uma desfasagem entre a indução magnética no rotor e a força magnetomotriz do estator. Da interacção entre estes campos resulta um binário que tende a alinhar os campos do estator e do rotor.

Os motores de histerese supercondutores têm sido desenvolvidos cilíndricos, lineares e em disco. Quando cilíndricos, o rotor é composto por um ou por vários elementos/segmentos, como mostrado na Figura 2.35, garantindo robustez (Rodrigues, 2000) (Inácio, 2007). O bloco de material SAT fica sujeito ao campo girante do estator, ficando magnetizado com densidades de corrente induzidas no material SAT que produzem

perdas de histerese, de carácter resistivo, proporcionais ao binário produzido (Barnes, 2000), quer com o rotor totalmente cilíndrico, quer composto por segmentos. O mesmo acontece para as topologias linear ou em disco. De acordo com (Barnes1, 2000), à temperatura do azoto líquido, os parâmetros do motor supercondutor são 2 a 5 vezes superiores aos dos motores de histerese convencionais. Tal pode ser explicado por apresentarem ciclos de histerese mais largos (Muta, 2001).

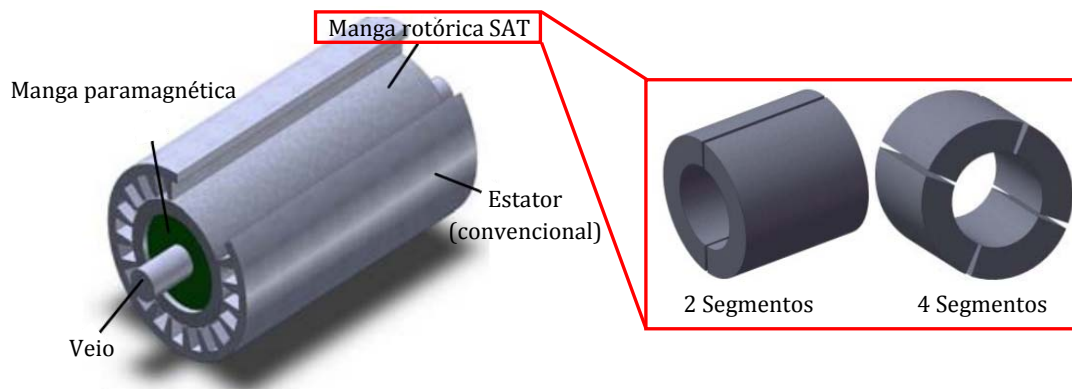


Figura 2.35: Motor de histerese em tambor de fluxo circunferencial com estator convencional e rotor em material SAT, com configuração de 2 ou 4 segmentos. Adaptado de (Inácio, 2007).

Vários motores de histerese têm sido desenvolvidos para diferentes aplicações e valores de potência, encontrando-se detalhados na Tabela 2.4.

Tabela 2.4: Motores de histerese desenvolvidos.

Tipo de Máquina	Aplicação supercondutores	Potência Temperatura	Vantagens/Aplicação	Referência/Data
Motor	Bloco de YBCO no rotor	500 W (77K)	• Explicação do comportamento dos materiais SAT utilizados.	(Habisreuther, 1997)
Motor	Blocos de YBCO no rotor	1 kW (77 K)	• Motor de fluxo axial; • Fácil controlo.	(Kovalev, 1998) (Kovalev, 2002)
Motor	Blocos de YBCO no rotor	2 kW (77 K)	• Análise teórica e prática do motor; • Motor de fluxo radial	(Rodrigues, 2000)
Motor	Blocos de YBCO no rotor	(77 K)	• Actuador Linear	(Muramatsu, 2001)
Motor	Blocos de YBCO no estator e rotor	(77 K)	• Totalmente supercondutor; • Motor de fluxo axial. • Bloco bipolar de YBCO no estator.	(Álvarez, 2003)
Motor	Mono-semente de BSCCO no rotor	(77 K)	• Motor de fluxo axial	(Muta, 2001)

Máquinas Supercondutoras Sem Ferro

Os materiais SAT permitem campos de indução magnética muito maiores que os materiais convencionais. De modo a se tirar o maior proveito disso vários investigadores desenvolveram máquinas sem materiais ferromagnéticos (*ironless*). As topologias

desenvolvidas, devido à simplicidade de integração dos materiais SAT, foram em disco e linear de fluxo axial, com elementos no estator e/ou no rotor.

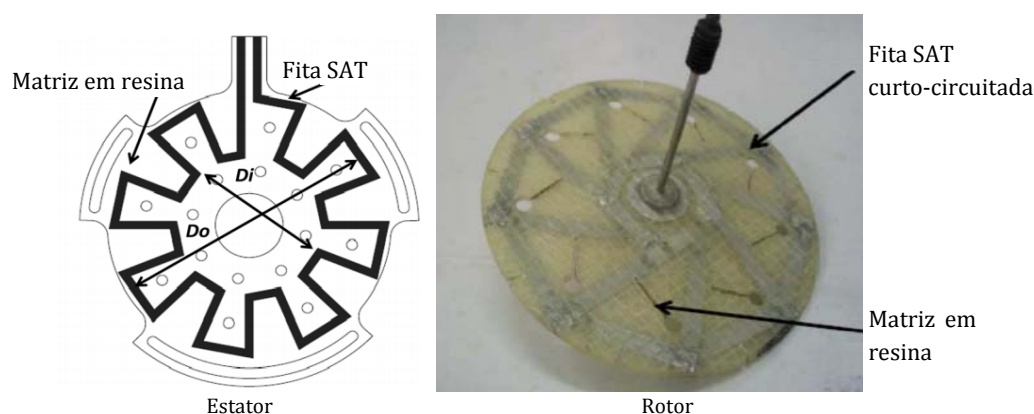


Figura 2.36: Motor totalmente supercondutor em disco com duplo estator. Adaptado de (Gonzalez-Parada, 2012).

Um exemplo de um protótipo totalmente supercondutores em disco encontra-se detalhado em (Gonzalez-Parada, 2012). O motor em disco de fluxo axial é constituído por fita supercondutora de BSCCO nos enrolamentos de excitação do estator (duplo) e de reacção no rotor, como é possível observar na Figura 2.36. Estes são embutidos numa resina com um coeficiente de expansão ou contracção térmica reduzido de modo a garantir uma estrutura rígida e estável quando mergulhada no líquido criogénico.

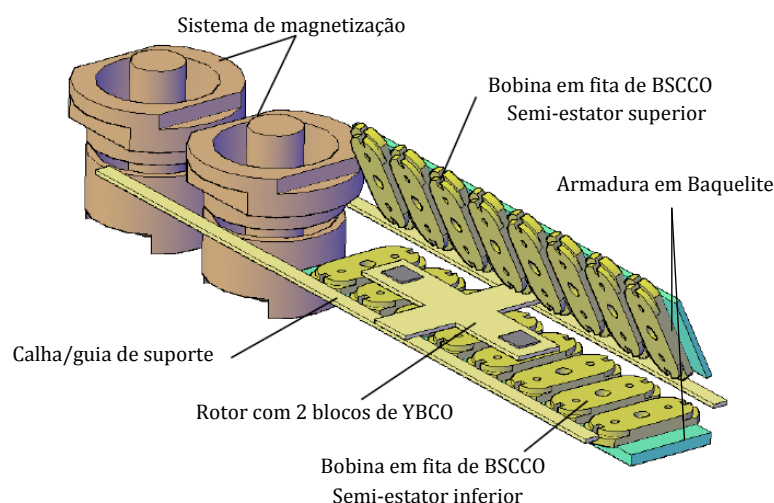


Figura 2.37: Motor linear síncrono totalmente supercondutor com duplo estator. Adaptado de (Pina, 2010).

Em (Pina, 2010) e (Carvalho, 2011) encontra-se desenvolvido um motor linear síncrono com duplo estator totalmente em material supercondutor, bobinas de BSCCO na excitação e dois blocos de YBCO no rotor, com uma armadura em baquelite. Funciona como um motor de fluxo ancorado, integrando na própria estrutura um sistema de magnetização dos blocos supercondutores. Este motor encontra-se detalhado na Figura 2.37. As limitações

verificadas na magnetização dos blocos de YBCO do rotor, com campo ancorado de 0,2 T, por limitações de tecnologia, não permitiram validar a teoria de que se pudesse prescindir do ferro.

As limitações tecnológicas¹⁷ actualmente não permitem, tirar o proveito deste tipo de aplicações. Contudo, com o evoluir das tecnologias e dos materiais, estes apresentam-se como um excelente contributo para o projecto de futuras aplicações sem ferro e, por isso, mais leves e com menos perdas.

Outras Máquinas

Além das máquinas acima referidas, outras foram estudadas e desenvolvidas, tais como as máquinas homopolares e máquinas de “indução”. Nas máquinas homopolares os supercondutores são inseridos nos enrolamentos de excitação. Pelo facto de não terem dentes e cavas, os motores homopolares não apresentam ondulação (*ripple*) de binário. Estes têm sido aplicados e desenvolvidos para aplicações militares de propulsão marítima. Na Tabela 2.5 estão referidos alguns dos motores homopolares estudados.

Tabela 2.5: Motores homopolares desenvolvidos.

Tipo de Motor	Aplicação supercondutores	Potência Temperatura	Vantagens/Aplicação	Referência/Data
Homopolar	Estator com bobinas de BSCCO	125 kW (4 K)	<ul style="list-style-type: none"> • Aplicação em propulsão; • Usado em navio da marinha. 	(Superczynski, 1997)
Homopolar	Estator e rotor com bobinas de YBCO	7,46 kW (77 K)	<ul style="list-style-type: none"> • Protótipo; • Totalmente supercondutor. 	(Lee, 2011)

Os motores de indução com supercondutores são desenvolvidos com a substituição da gaiola de esquilo convencional por uma gaiola supercondutora no rotor. Embora denominado de máquina de indução pelos autores (Sim, 2004), apresentam um comportamento distinto, contudo no documento foi mantido o nome dado pelos autores. No arranque são induzidas correntes elevadas nas barras supercondutoras do rotor, sendo gerado binário de arranque. Conforme o motor acelera o material supercondutor é magnetizado pelo campo girante da máquina até à velocidade de sincronismo onde se verifica a situação de ancoramento de fluxo, funcionando o motor como uma máquina síncrona de magnetos permanentes. Caso a carga aplicada no veio da máquina imponha uma força superior à força de ancoramento, o supercondutor fica numa situação de escoamento de fluxo, e a máquina ópera com escorregamento. Nestas os supercondutores podem ser inseridos como enrolamentos de excitação no estator, como rotor em alumínio (Luis, 2011)

¹⁷ Entenda-se sistemas eléctricos auxiliares para operar com os materiais supercondutores, tais como fontes de tensão, sensores,

(Ishiyama, 1999) ou como substituição da gaiola de esquilo do motor de indução convencional.



Figura 2.38: Motor totalmente supercondutor em disco com duplo estator. Adaptado de (Luis, 2010).

Em (Pina, 2011) e (Luis, 2011) é possível observar um motor de indução em disco de fluxo axial com os enrolamentos de excitação do estator (duplo) supercondutores, em fitas de BSCCO. Neste, a estrutura do estator foi projectada em *nylon* e o rotor em alumínio, encontrando-se ilustrado na Figura 2.38. As características obtidas apresentaram-se muito limitadas. Uma possível razão deve-se à distribuição dos condutores que apresenta uma grande influência harmónica na operação do motor. Na Tabela 2.6 são identificados alguns dos motores de indução desenvolvidos.

Tabela 2.6: Motores de “indução” desenvolvidos.

Tipo de Motor	Aplicação supercondutores	Potência Temperatura	Vantagens/Aplicação	Referência/Data
Indução SAT	Estator com enrolamento supercondutor, CuNi/Cu/NbTi	11 kW (4 K)	<ul style="list-style-type: none"> • Aplicação Linear; • Sistema e elevação. 	(Ishiyama, 1999)
Indução SAT	BSCCO no rotor	0,75 kW	<ul style="list-style-type: none"> • Maior binário de arranque e rendimento, quando comparado com homologo convencional. 	(Sim, 2004)
Indução SAT	Estator e rotor com fita de BSCCO		<ul style="list-style-type: none"> • Sem ferro; • Fluxo axial. 	(Gonzalez-Parada, 2012)
Indução SAT	Estator com enrolamento, fita BSCCO		<ul style="list-style-type: none"> • Excitação supercondutora; • Fluxo axial. 	(Luis, 2010)

2.2.4 – O Futuro

Os avanços tecnológicos que têm sido alcançados com o desenvolvimento de dispositivos eléctricos extraordinários e integração com sucesso em aplicações revelam que a “revolução” dos materiais supercondutores está no caminho certo.

Facilmente se percebe que o futuro está intrinsecamente ligado ao desenvolvimento e integração dos materiais supercondutores na maioria das aplicações existentes. Actualmente, com a dependência de combustíveis fósseis que controla os mercados e que, por isso, tem que ser mitigada, bem como a necessidade de reduzir emissões de poluentes para a atmosfera, a integração de dispositivos eléctricos com supercondutores em substituição de convencionais eléctricos e de combustão é um passo fulcral para garantir a sustentabilidade.

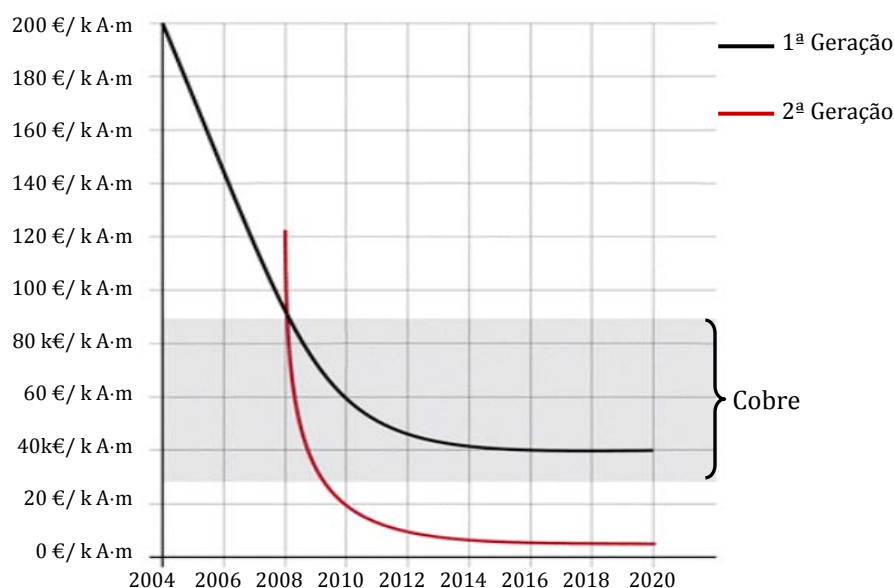


Figura 2.39: Previsão do preço da fita supercondutora de 1ª e 2ª geração, ao longo do tempo, em comparação com o cobre. Adaptado de (Lewis, 2007).

Infelizmente, a integração dos vários dispositivos eléctricos acima referidos encontra-se, hoje, limitada pela tecnologia necessária para que a assimilação seja perfeita, ou seja, depois de se conhecer as fantásticas propriedades eléctricas dos materiais supercondutores existe um grande desafio na definição e concepção dos sistemas envolventes aos mesmos, tais como, produção de materiais supercondutores mais baratos e com características eléctricas e magnéticas cada vez melhores, sistemas criogénicos complexos, sistemas de transmissão mecânicos, actualização de infra-estruturas convencionais, ... Assim, a penetração dos dispositivos eléctricos com materiais SAT no mercado encontra-se limitado pelo nível de desenvolvimento e pela adopção e confiança nos dispositivos.

Os sucessos obtidos em muitas das aplicações acima mostradas vêm conferir confiança aos mercados, atraindo assim investimentos e investigação que propiciaram materiais supercondutores mais baratos. Na Figura 2.39 encontra-se ilustrada a previsão dos preços na fita supercondutora de primeira geração face à de segunda geração e a um intervalo de valores do cobre. Esta revela a tendência dos materiais supercondutores em geral. Para

comparar os diferentes tipos de condutores foi usada a escala €/kA·m que representa o preço a granel volumétrico dividido pela densidade de corrente. Daqui depreende-se facilmente que o preço da tecnologia baseada em YBCO tenderá a diminuir até valores muito aceitáveis, abaixo dos do cobre. O cobre é aqui representado como uma banda para indicar os diferentes produtos de cobre.

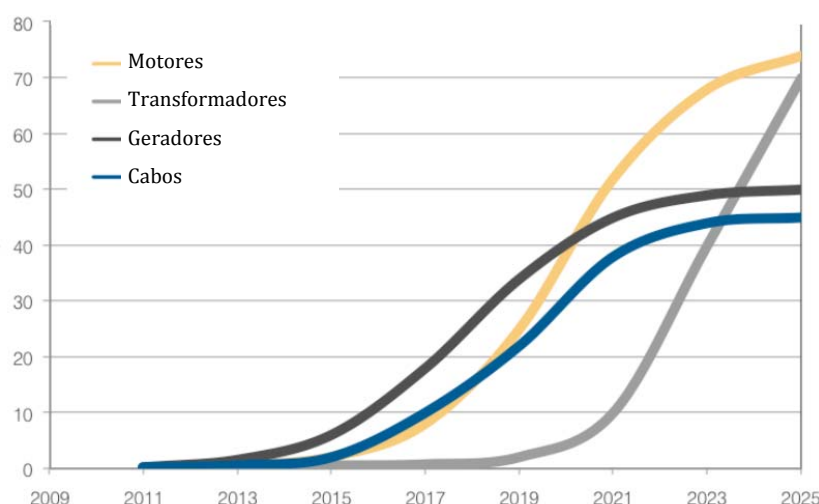


Figura 2.40: Previsão da penetração no mercado de dispositivos eléctricos com materiais SAT em função do tempo. Adaptado de (Mulholland, 2012).

Na previsão indicada na Figura 2.40 é possível verificar a estimativa da penetração de vários dispositivos eléctricos com materiais supercondutores nos mercados. Esta será lenta e reduzida inicialmente devido, essencialmente, ao elevado custo dos materiais supercondutores e aos complexos sistemas criogénicos que implicam. Com o desenvolver da tecnologia e dos materiais, é natural que a penetração dos mercados em 2025 aumente até um máximo de 75 % no caso dos motores e dos transformadores eléctricos.

Devido à crise instalada, estas previsões podem estar um pouco sobrestimadas, contudo, os resultados são os sinais de que este tipo de tecnologia está emergente e será uma escolha acertada na procura da eficiência energética.

2.3 – Motor Axial em Disco com o Rotor Supercondutor

Os motores em disco de fluxo axial com supercondutores podem reduzir consideravelmente o volume da máquina, já que o aumento do número de discos de materiais supercondutores no rotor, bem como as bobinas presentes no estator permite aumentar o binário do motor, comparativamente ao seu homólogo, para o mesmo volume de material activo (Miki, 2006). Este tipo de motores em disco com materiais SAT tem, geralmente, excitação convencional com semi-estatores constituídos por núcleo

ferromagnético e enrolamentos em cobre. A alteração/optimização é verificada no rotor, apresentando, à presente data, três topologias distintas.

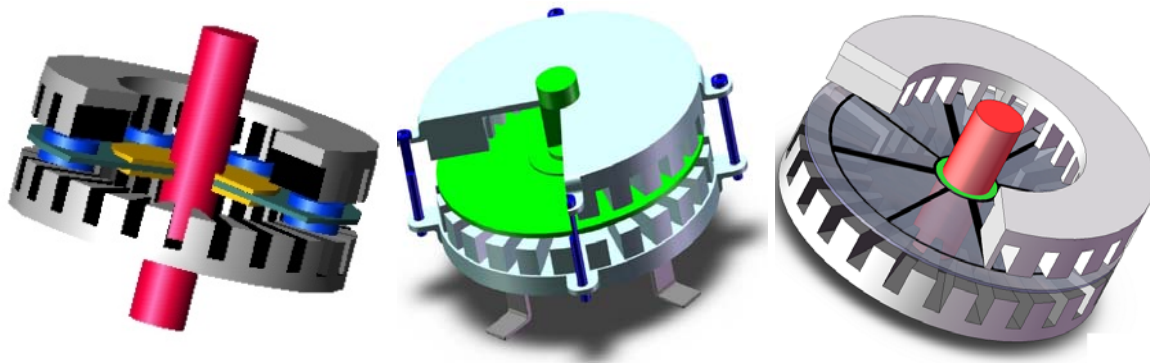


Figura 2.41: Motor com rotor com blocos SAT embutidos em fibra de vidro.

Figura 2.42: Motor com rotor composto por um único bloco SAT.

Figura 2.43: Motor com rotor com fitas SAT cravados em fibra de vidro.

A primeira topologia, mostrada na Figura 2.41, baseia-se num rotor constituído por blocos de material SAT embutidos em fibra de vidro, sendo, inicialmente, magnetizados e depois colocados no seio do campo girante do estator, funcionando como um motor síncrono de magnetos permanentes. Nesta topologia os blocos de material embutido na fibra de vidro utilizados foram o GBCO (Matsuzaki, 2005) (Matsuzaki, 2007) (Miki, 2006) e o YBCO (Márquez, 1999) (López, 2007). A segunda topologia, mostrada na Figura 2.42, baseia-se num rotor constituído por um único bloco de material SAT maciço. Os materiais utilizados na constituição do disco rotórico foram o YBCO (Álvarez, 2003) (Álvarez, 2002) (Álvarez, 2005) ou BSCCO (Nakamura, 2004) (Muta, 2001) (Muta, 2002) (Nakamura, 2003) (Muta, 2001) e o princípio de funcionamento baseia-se na dinâmica dos vórtices e nos fenómenos de histerese característicos deste tipo materiais. A terceira topologia consiste num rotor composto por fita de material supercondutor curto-circuitada e embutida num disco em fibra de vidro, como ilustrado na Figura 2.43, sendo utilizadas fitas de 1ª geração em BSCCO (Vipulanandan, 2003) e de segunda geração em YBCO (Gonzáles, 2006). Quando sujeito a um campo magnetizante do estator induz forças electromotrizes nas fitas supercondutoras do rotor, que criam um campo idêntico ao de um magneto permanente, mas, à semelhança da primeira topologia, com uma maior indução magnética, comportando-se como um motor síncrono.

Em qualquer uma das topologias referidas, os motores exibem comportamento síncrono, com a principal vantagem, face aos convencionais, de terem um comportamento assíncrono, idêntico a um motor de histerese convencional (Martins, 1995) que lhes permite arrancar e operar a velocidades diferentes da velocidade de sincronismo. Medições experimentais feitas em motores de histerese SAT cilíndricos (Tsuboi, 2003), (Inácio, 2007),

(Barnes, 2000), (Sfetsos, 2000) e (Barnes1, 2000) e em disco (Muta, 2001), (Álvarez, 2003), (Álvarez, 2005), (Muta, 2002) e (Nakamura, 2003) também reflectem este comportamento. O comportamento referido não está, como no ferro, relacionado com o ciclo de histerese e baixa condutividade, sendo antes imposta pelas propriedades dos centros de ancoragem dos SAT e pela dinâmica dos vórtices (Álvarez, 2002).

O motor que se pretende estudar é o referido na segunda topologia em disco, de fluxo axial, com o rotor constituído por um disco de material SAT multi-semente, nomeadamente YBCO. A evolução da produção de blocos maciços de material SAT multi-semente permite máquinas com maiores dimensões, face aos mono-semente. Sendo categorizado como motor síncrono, exhibe capacidade de arranque, exibindo ambos comportamentos assíncrono e síncrono, importantes de compreender na medida em que prováveis efeitos de escoamento de fluxo e aprisionamento de fluxo existem nas condições referidas. Com a compreensão dos fenómenos presentes neste tipo de motor será mais fácil de o conceber e de definir optimizações para integração em diversas áreas.

Neste sub-capítulo mostram-se os vários dispositivos eléctricos optimizados e desenvolvidos e a consequente aplicação dos mesmos em aplicações em sistemas eléctricos de vários sectores, sendo feita uma previsão do futuro da tecnologia para aplicação e mostrado o estado de arte do dispositivo em estudo, sendo identificadas as várias topologias bem como a análise pretendida com o presente trabalho.

A integração dos materiais supercondutores nos dispositivos eléctricos veio permitir uma optimização dos mesmos e o desenvolvimento de novos, mesmo que se tenha que incluir o sistema criogénico. Os sistemas em que não se obtiveram os resultados esperados, devido a limitações da tecnologia, apresentam-se como pilotos para projectos futuros. As várias áreas de aplicação dos dispositivos SAT desenvolvidos com sucesso permitem validar a tecnologia como uma de futuro e garantir confiança na aquisição e integração dos mesmos nos mercados. O interesse dos materiais supercondutores como boa aposta de investigação, já que com o desenvolvimento tecnológico e a tendência de ficarem mais baratos tornará a sua integração em sistemas eléctricos mais fiável.

Índice

3 – Motor em Disco.....	66
3.1 - Características Magnéticas Sem Rotor.....	67
3.2 - Motor com SAT	76
3.2.1 – Histerese Magnética nos Materiais SAT	76
3.2.1 – Motor Supercondutor	80
3.2.2 - Motor de Histerese em Disco de Fluxo Axial.....	81
3.2.3 - Esquema Eléctrico Equivalente.....	94

3 – Motor em Disco

Neste capítulo tratar-se-á dos espectros teóricos associados aos sistemas de conversão em estudo. Com o objectivo de facilitar a compreensão do motor em disco, este capítulo divide-se em dois sub-capítulos.

3.1 – Características magnéticas sem rotor: *Primeiramente é realizada uma análise sobre o motor em disco de fluxo axial com o objectivo de obter a característica magnética em sem rotor, sendo identificados fenómenos electromagnéticos no entreferro, responsáveis pela conversão electromecânica dos motores em estudo, tendo-se obtido as f.m.m. e respectivos campos criados pelo sistema de excitação, sem influência do rotor.*

3.2 – Motor com SAT: *Por último são analisados vários tópicos para compreensão do motor com o rotor SAT, com a compreensão da histerese magnética nos materiais SAT, detalhe sobre o motor de histerese de fluxo axial e uma análise sobre o esquema eléctrico equivalente do mesmo.*

3.1 - Características Magnéticas Sem Rotor.

O motor em disco é uma variante do motor linear em que se unem as extremidades longitudinais, de entrada e de saída. A existência de um duplo estator, constituído por material ferromagnético, garante o enclausuramento do entreferro e o fluxo de indução magnética circula directamente para o secundário, fechando o circuito magnético e reduzindo, quase na totalidade, a existência de efeitos de extremidade transversais.

A alimentação com um sistema de correntes trifásico equilibrado directo dá origem a três campos pulsantes definidos em (3. 1), com B_m a amplitude máxima da indução magnética por fase.

$$\begin{aligned} B_1(x, t) &= B_m \cdot \sin(\omega \cdot t) \cdot \cos(\theta) \\ B_2(x, t) &= B_m \cdot \sin(\omega \cdot t - 120^\circ) \cdot \cos(\theta - 120^\circ) \\ B_3(x, t) &= B_m \cdot \sin(\omega \cdot t + 120^\circ) \cdot \cos(\theta + 120^\circ) \end{aligned} \quad (3. 1)$$

A interacção dos três campos pulsantes resulta numa indução magnética girante, definida em (3. 2), com uma amplitude constante 1,5 vezes superior à amplitude máxima do campo monofásico, que se propaga com uma velocidade angular de sincronismo ω , dada por (3. 3), proporcional à frequência de alimentação, f .

$$B(\theta, t) = B_1(\theta, t) + B_2(\theta, t) + B_3(\theta, t) = \frac{3}{2} \cdot B_m \cdot \sin(\omega \cdot t - \theta) \quad (3. 2)$$

$$\omega = 2 \cdot \pi \cdot f \quad (3. 3)$$

Dependente do número de pólos desejados e do passo polar considerado para o dimensionamento da máquina, a injeção das correntes trifásicas nos enrolamentos dará origem a uma amplitude complexa de $f.m.m.$ girante, dada pela expressão (3. 4), com I o valor eficaz da corrente, proporcional à indução magnética que se estabelece, sendo θ o andamento angular ao longo dos estatores.

$$\bar{\mathcal{F}} \propto \bar{J}_m e^{j(\omega \cdot t - \theta)}, \text{ com } \bar{J}_m = \frac{m \cdot \sqrt{2} \cdot I \cdot N_{ph} \cdot k_w}{\pi \cdot p} \quad (3. 4)$$

A análise da distribuição do campo magnético e da indução magnética no motor sem rotor é realizada baseando-se em fenómenos electromagnéticos desenvolvidos no

entreferro. A inclusão do rotor de alumínio ou material SAT, com $\mu \approx \mu_0$, não altera estas conclusões.

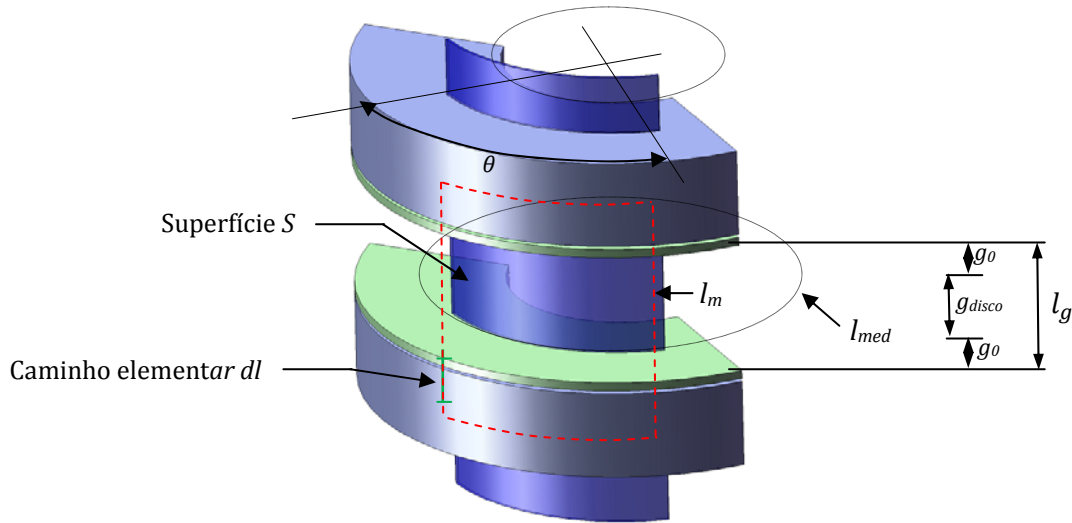


Figura 3.1: Simplificação da análise do motor em disco para uma fase.

Para o caso em estudo, sem a interação do rotor, o caminho “magnético” fechado, l_m , é constituído por dois troços de ferro dos dois semi-estatores e dois de ar no entreferro (“ida e volta” entre os semi-estatores). Considerado que a permeabilidade magnética do ferro é muito grande, apenas existe campo magnético no entreferro que varia, azimutalmente, com θ . Aplicando a lei de Ampère ao circuito ilustrado na Figura 3.1 obtém-se (3. 5). Esta depende do esquema de ligação dos condutores sendo, por isso, proporcional à distribuição dos condutores eléctricos dos semi-estatores ao longo do motor na direcção de θ .

$$\oint_{l_m} \mathbf{H} \cdot d\mathbf{l} = \mathcal{U}_{ar} = H(\theta) \cdot 2 \cdot l_g = \mathcal{F} \quad (3. 5)$$

Considerando que $n(\theta)$ é a função que define a distribuição azimutal dos condutores ao longo de θ e i é a corrente que atravessa os condutores da fase, então a *f.m.m.* pode ser definida como (3. 5). Da comparação de (3. 5) e (3. 6) define-se o campo magnético, como indicado em (3. 7).

$$\mathcal{F} = n(\theta) \cdot i \quad (3. 6)$$

$$H(\theta) = n(\theta) \cdot \frac{i}{2 \cdot l_g} \quad (3. 7)$$

Circulando em torno do motor, o sinal da corrente nos condutores é definido de acordo com a orientação da corrente que passa no respectivo elemento de corrente. O motor foi dimensionado com um passo de cava de 4 cavas e dupla camada de alimentação. A distribuição de condutores, para uma configuração bipolar na fase 1, 2 e 3, encontra-se detalhada na Figura 3.2.

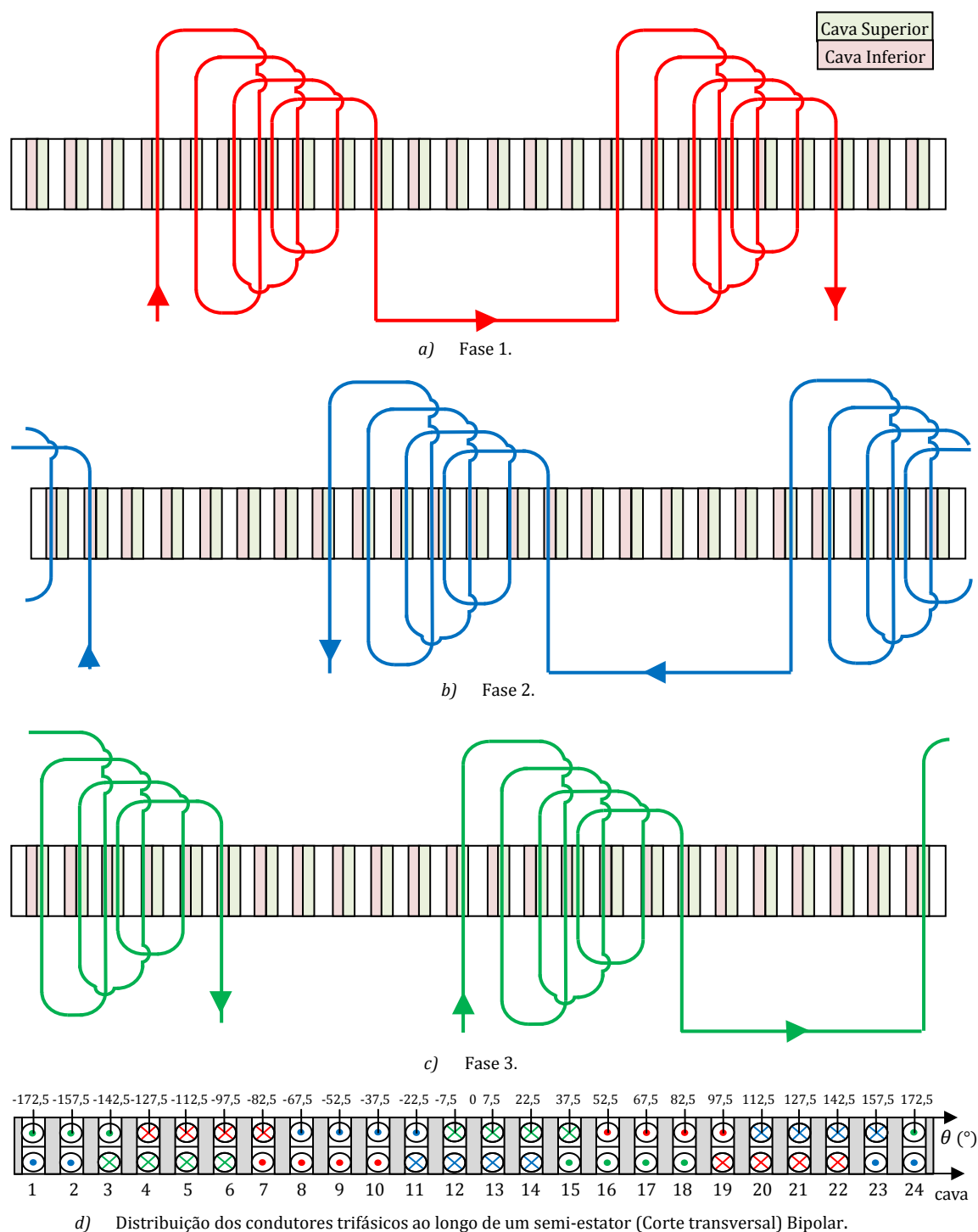


Figura 3.2: Distribuição azimuthal dos condutores ao longo de um semi-estator para a a) fase 1, b) fase 2, c) fase e d) distribuição transversal para o sistema trifásico para a configuração bipolar.

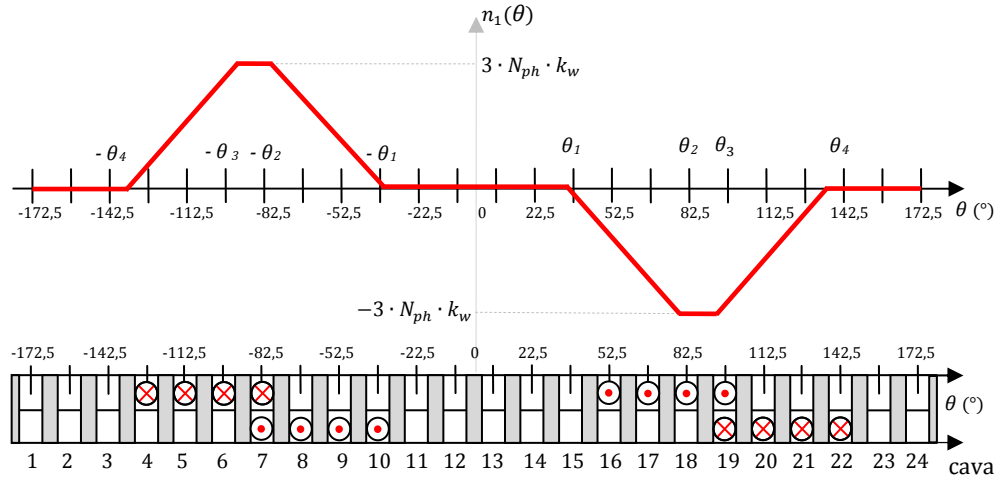


Figura 3.3: Distribuição azimutal dos condutores ao longo de um semi-estator para a fase 1.

Com o objectivo de facilitar a análise, considere-se, inicialmente, a distribuição espacial dos condutores para a fase 1, como ilustrado na Figura 3.3. Para a fase 1 a distribuição dos condutores ao longo dos semi-estatores é trapezoidal, diferente da forma sinusoidal idealmente assumida. Assim não se torna imediato o cálculo de uma expressão para $n_1(\theta)$. De modo a detalhar o mais possível a função $n_1(\theta)$, como se trata de uma função periódica de período 2π , é possível decompô-la na respectiva série de Fourier, dada pela expressão (3. 8), sendo uma função ímpar, de simetria de meia onda e centrada na origem das ordenadas, pelo que os coeficientes a_k e o valor médio a_0 são nulos, só existindo valores ímpares de k .

$$n_1(\theta) = \frac{a_0}{2} + \sum_{k=1,2,3,\dots}^{\infty} [a_k \cdot \cos(k \cdot \theta) + b_k \cdot \sin(k \cdot \theta)] \quad (3. 8)$$

Assim, $n_1(\theta)$ pode ser reescrita pela expressão (3. 9), sendo os coeficientes de fourrier, b_k , definidos em (3. 10). Definindo as funções que definem cada troço de $n_1(\theta)$, desenvolvendo b_k obtém-se (3. 11), com $k = [1,3,5,7, \dots]$.

$$n_1(\theta) = \sum_{k=1}^{\infty} [b_k \cdot \sin(k \cdot \theta)] \quad (3. 9)$$

$$b_k = \frac{2}{\pi} \int_{-\pi}^0 n_1(\theta) \cdot \sin(k \cdot \theta) d\alpha \quad (3. 10)$$

$$b_k = \frac{6 \cdot N_{ph} \cdot k_w}{\pi^2 \cdot k^2} \cdot \frac{\sin(k \cdot \theta_1) - \sin(k \cdot \theta_2)}{\theta_1 - \theta_2} + \frac{\sin(k \cdot \theta_4) - \sin(k \cdot \theta_3)}{\theta_3 - \theta_4} \quad (3. 11)$$

Deste modo podemos traçar o gráfico da expressão (3. 9). Considerando as primeiras 25 harmônicas ímpares, $k = [1, 3, 5, ..., 25]$, obtém-se o gráfico da Figura 3.4, para a distribuição azimuthal dos condutores da fase 1.

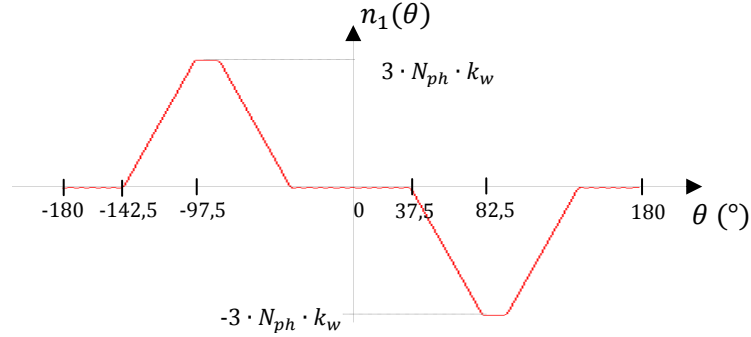


Figura 3.4: Distribuição azimuthal dos condutores ao longo dos semi-estadores para a fase 1, baseada na análise de Fourier.

A distribuição dos condutores das restantes fases apresenta um desfasamento espacial de 120°, ou seja, as funções das distribuições dos condutores das fases 2 e 3, $n_2(\theta)$ e $n_3(\theta)$, respectivamente, estão indicadas nas expressões (3. 12) e (3. 13).

$$n_2(\theta) = \sum_{k=1}^{\infty} [b_k \cdot \text{sen}(k \cdot (\theta - 120^\circ))], k \in [1, 3, 5, 7, \dots] \quad (3. 12)$$

$$n_3(\theta) = \sum_{k=1}^{\infty} [b_k \cdot \text{sen}(k \cdot (\theta + 120^\circ))], k \in [1, 3, 5, 7, \dots] \quad (3. 13)$$

Representando graficamente as distribuições dos condutores das três fases resulta o gráfico da Figura 3.5.

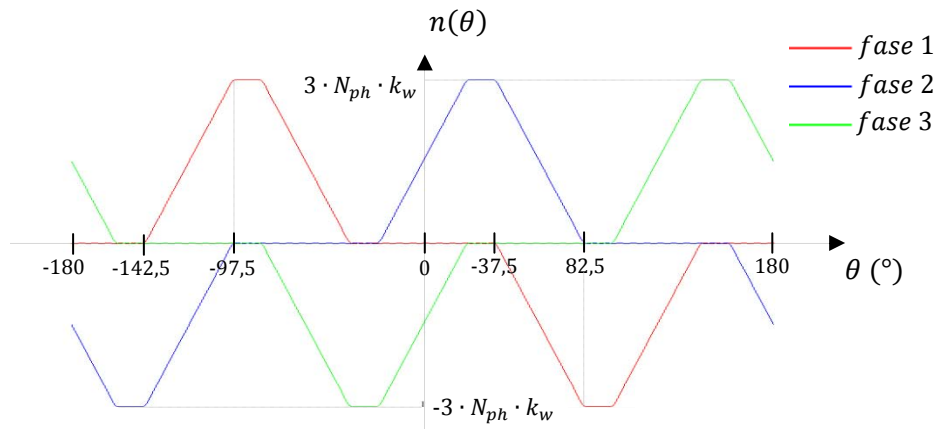


Figura 3.5: Distribuição azimuthal dos condutores ao longo de um semi-estator para as 3 fases, em configuração bipolar, baseada na análise de Fourier.

Após a definição da função distribuição dos condutores, por (3. 7) pode obter-se o campo magnético, como indicado em (3. 14), para $k \in [1, 3, 5, 7, \dots]$.

$$H(\theta) = \frac{i}{2 \cdot g} \cdot \sum_{k=1}^{\infty} [b_k (\sin(k \cdot \theta) + \sin(k \cdot (\theta - 120^\circ)) + \sin(k \cdot (\theta + 120^\circ)))] \quad (3. 14)$$

Assumindo a linearidade no entreferro e desprezando a saturação magnética, pela lei de constituição dos meios assume-se que a distribuição do campo de indução em vazio, B_0 , varia segundo θ proporcionalmente ao campo magnético $H_0(\theta)$ com uma permeabilidade magnética do ar, considerada igual à do vácuo, μ_0 , como indicado em (3. 15).

$$B_0(\theta) = \mu_0 \cdot H_0(\theta) = n(\theta) \cdot \frac{\mu_0}{2 \cdot l_g} \cdot i \quad (3. 15)$$

Para um conjunto trifásico de correntes eléctricas equilibrado ($i_1 + i_2 + i_3 = 0$ A) de amplitude máxima I_M , frequência angular ω e desfasadas de 120° , surge, no estator, um conjunto trifásico de campos pulsantes definidos em (3. 16).

$$\begin{aligned} B_{01}(\theta, t) &= n_1(\theta) \cdot \frac{\mu_0}{2 \cdot l_g} \cdot i_1(t) \\ B_{02}(\theta, t) &= n_2(\theta) \cdot \frac{\mu_0}{2 \cdot l_g} \cdot i_2(t) \\ B_{03}(\theta, t) &= n_3(\theta) \cdot \frac{\mu_0}{2 \cdot l_g} \cdot i_3(t) \end{aligned} \quad (3. 16)$$

Pela Figura 3.5 ficou claro que tem que se ter em conta a influências harmónicas. Considerando a análise de Fourier e admitindo um conjunto de correntes trifásicas, os campos pulsantes espaço-temporais são os definidos em (3. 17), para $k \in [1, 3, 5, 7, \dots]$.

$$\begin{aligned} B_{01}(\theta, t) &= \frac{\mu_0}{2 \cdot l_g} \cdot I_M \cdot \sin(\omega \cdot t) \cdot \sum_{k=1}^{\infty} [b_k \cdot \sin(k \cdot \theta)] \\ B_{02}(\theta, t) &= \frac{\mu_0}{2 \cdot l_g} \cdot I_M \cdot \sin(\omega \cdot t - 120^\circ) \cdot \sum_{k=1}^{\infty} [b_k \cdot \sin(k \cdot (\theta - 120^\circ))] \\ B_{03}(\theta, t) &= \frac{\mu_0}{2 \cdot l_g} \cdot I_M \cdot \sin(\omega \cdot t + 120^\circ) \cdot \sum_{k=1}^{\infty} [b_k \cdot \sin(k \cdot (\theta + 120^\circ))] \end{aligned} \quad (3. 17)$$

O entreferro usado depende do motor em estudo. Como será definido no capítulo 4 – Dimensionamento, o rotor de alumínio tem uma espessura de 0,5 cm enquanto o de SAT tem uma espessura de 1 cm por “imposição” do fabricante por forma a garantir a robustez do disco. Assim, para o motor com o rotor de alumínio, o entreferro total é dado por $l_{g,al} = 0,6$ cm, definido de acordo com a Figura 3.1, sendo constituído por dois entreferros de ar, g_0 , de 0,05 cm e um entreferro virtual, neste caso também considerado em ar, igual à espessura do disco, g_{disco} , de 0,5 cm. De igual forma, para o motor com o rotor em SAT, o entreferro total vale $l_{g,SAT} = 1,1$ cm, constituído por dois entreferros em ar de 0,05 cm e um entreferro virtual, de 1 cm.

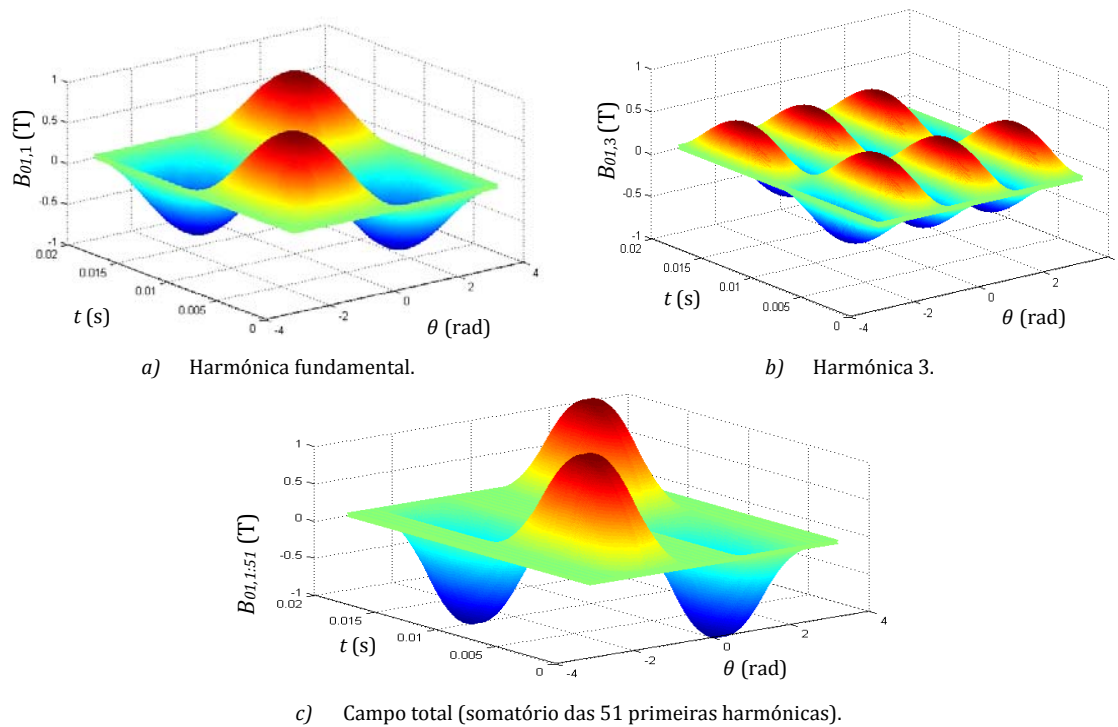


Figura 3.6: Distribuição espaço-temporal da indução magnética criada pela fase 1, alimentada com um sistema bipolar para a configuração com o rotor em alumínio.

Na Figura 3.6 estão ilustradas as distribuições espaciais tridimensionais da indução magnética para a fase 1 para a topologia do motor de alumínio no rotor, considerando uma frequência angular $\omega = 2 \cdot \pi \cdot f$, para uma frequência de 50 Hz, permeabilidade magnética do ar, $\mu_0 = 4\pi \times 10^{-7} \text{ H} \cdot \text{m}^{-1}$, módulo da corrente eléctrica injectada $I_M = 4 \text{ A}$ e um entreferro total $l_{g,al} = 0,6$ cm, sendo a) a componente fundamental harmónica, $B_{01,k}$, b) a componente relativa à 3ª harmónica, $B_{03,k}$, e c) a resultante do somatório das primeiras 51 impares, $B_{01,1:51}$. A análise da figura permite verificar que as harmónicas se apresentam como componentes de campos que variam em amplitude, correspondente ao coeficiente de Fourier, e em frequência devido ao factor k multiplicado ao termo θ , ou seja, resultam várias

componentes do campo viajante com “frequência espacial” diferente, apresentando um número de par de pólos proporcional à harmónica k .

O resultado obtido para a fase 2 e 3 foi idêntico ao obtido anteriormente, verificando-se as defasagens espaciais e temporais indicadas em (3. 17). O campo de indução magnética total em vazio, resultante da soma das três componentes pulsantes, é o indicado em (3. 18), com, sendo q um número inteiro.

$$B_0(\theta, t) = B_{01}(\theta, t) + B_{02}(\theta, t) + B_{03}(\theta, t) = \frac{\mu_0 \cdot I_M}{4 \cdot l_g} \cdot \sum_{k=1}^{\infty} [b_k \cdot Q(k)]$$

$$\text{com } \begin{cases} Q(k) = -3 \cdot \cos(\omega \cdot t - k \cdot \theta), k = 1 \vee k = 6 \cdot q + 1 \\ Q(k) = 3 \cdot \cos(\omega \cdot t + k \cdot \theta), k = 6 \cdot q - 1 \\ Q(k) = 0 \text{ para os restantes} \end{cases} \quad (3. 18)$$

A distribuição tridimensional de um campo viajante ideal seria o observado na Figura 3.7 a), ou seja, sem qualquer componente harmónica. Contudo, devido à existência das várias componentes harmónicas, indicadas anteriormente, o campo girante total em vazio apresenta distorção harmónica, encontrando-se ilustrado na Figura 3.7 b) para o somatório das 51 primeiras componentes harmónicas.

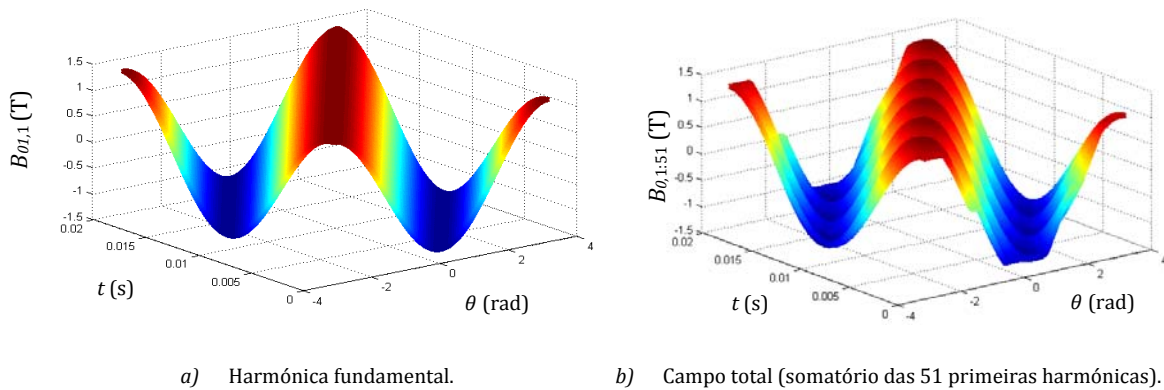


Figura 3.7: Distribuição espaço-temporal da indução magnética criada pelas 3 fases, alimentada com um sistema bipolar para a configuração com o rotor em alumínio.

A análise mais detalhada das distribuições obtidas para os vários campos pulsantes de cada fase mostra que as componentes harmónicas relativas aos enrolamentos acabam por influenciar pouco o campo de indução magnética viajante total em vazio campo total desenvolvido por cada uma das fases e, conseqüentemente, o campo viajante total desenvolvido pelos semi-estatores. Interessante notar que a 3ª componente harmónica dos campos pulsantes, que se apresentava influente na distribuição dos campos pulsantes, se anula aquando da soma para se obter o campo total.

Como será indicado no Capítulo 4 – Dimensionamento, o rotor em alumínio tem uma espessura de 0,5 cm enquanto o rotor em material SAT multi-semente tem uma espessura de 1 cm. Esta disparidade prende-se como limitações práticas de maquinação do material supercondutor, impostas pelo fabricante. Assim, a amplitude da indução magnética quando o rotor em material SAT será menor, já que o entreferro do sistema é maior.

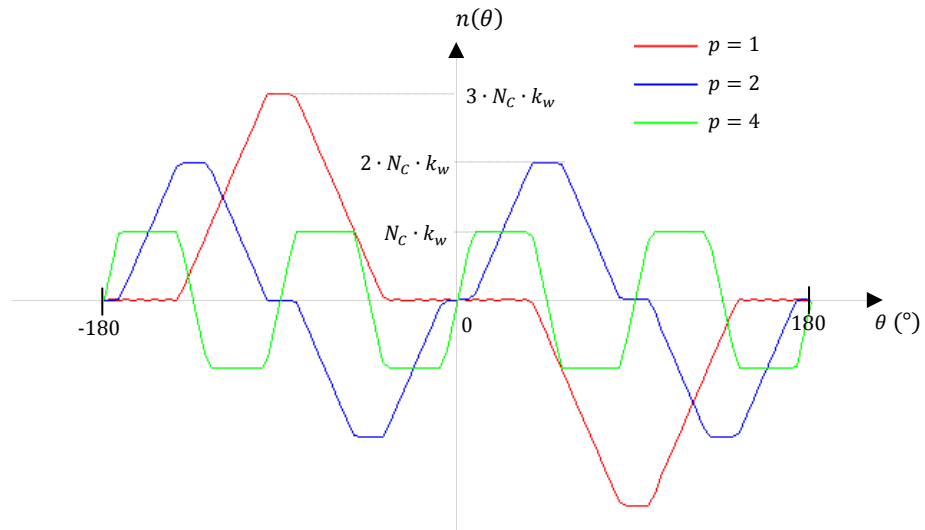


Figura 3.8: Distribuição azimutal dos condutores ao longo de um semi-estator para a fase 1 em configuração tetrapolar, baseada na análise de Fourier.

De forma idêntica à análise realizada anteriormente, a distribuição de condutores para a fase 1 para as configurações tetrapolar e octopolar, baseada na análise de Fourier, é a ilustrada na Figura 3.8

Figura 3.8, estando também a distribuição de condutores para a configuração bipolar.

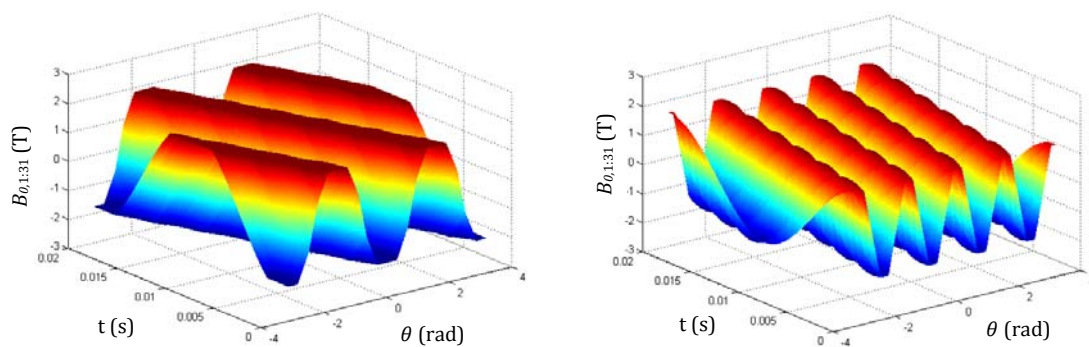


Figura 3.9: Distribuição espaço-temporal da indução magnética total criada pelas 3 fases, alimentada com um sistema trifásico equilibrado de correntes com configurações a) tetrapolar e b) octopolar.

A análise tridimensional da distribuição espaço-temporal da indução magnética no entreferro, para dois e quatro pares de pólos, encontra-se ilustrada na Figura 3.9, sendo possível verificar que os campos totais também se comportam como campos girantes.

3.2 - Motor com SAT

Como verificado no capítulo 2 – Revisão Bibliográfica, o motor de histerese supercondutor é um motor de corrente alternada com estator convencional, em tambor ou disco, e rotor constituído por material supercondutor de alta temperatura sem presença de cavas nem enrolamentos de cobre. O princípio de funcionamento deste motor baseia-se na interacção dos vórtices com os centros de aprisionamento característicos dos materiais supercondutores de alta temperatura no estado misto responsáveis pela magnetização do material rotórico com um factor de perdas proporcional á área do ciclo de histerese, que lhe confere o nome.

3.2.1 – Histerese Magnética nos Materiais SAT

A investigação das propriedades magnéticas dos materiais iniciou-se com o investigador Charles P. Steinmetz (1865-1923) nos laboratórios da Westinghouse (Steinmetz, 1917). Este mostrou que era possível produzir binário pela interacção entre um campo resultante de uma magnetização de um núcleo ferromagnético de largo ciclo de histerese e condutividade eléctrica nula e um campo girante magnetizante que o originou, dando origem a energia dissipada por histerese (Muta, 2001).

A histerese nos materiais SAT não assenta sobre os mesmos princípios fenomenológicos que nos materiais ferromagnéticos. Em vez da inércia verificada na dinâmica dos domínios magnéticos de Weiss para campos variáveis, nos materiais SAT a histerese deve-se ao aprisionamento de fluxo no interior do material.

O aumento do campo aplicado implica um aumento de vórtices que se difundem no material. Conforme aumenta o número de vórtices dentro da amostra, as correntes e os campos magnéticos dos vórtices começam-se a sobrepor, pelo que a indução magnética B no interior da amostra deixa de ser zero. Quando um vórtice interage com a corrente na superfície da amostra sente uma força (de Lorentz) de repulsão, forçando-o para o interior da amostra com fluxo com direcção igual à do campo aplicado. Assim, a indução magnética aumenta com o aumento do campo aplicado. A diminuição do campo aplicado implica um decréscimo no valor médio da indução magnética, contudo diferente da anterior devido aos vórtices com fluxo contrário ao aplicado devido à magnetização anterior. Assim, os materiais SAT exibem um ciclo de histerese idêntico ao da Figura 3.10. É de notar que o mesmo acontece com os materiais ferromagnéticos contudo, para este tipo de materiais SAT, em condições de funcionamento específicas, o valor de campo remanescente é superior (Tomita, 2003).

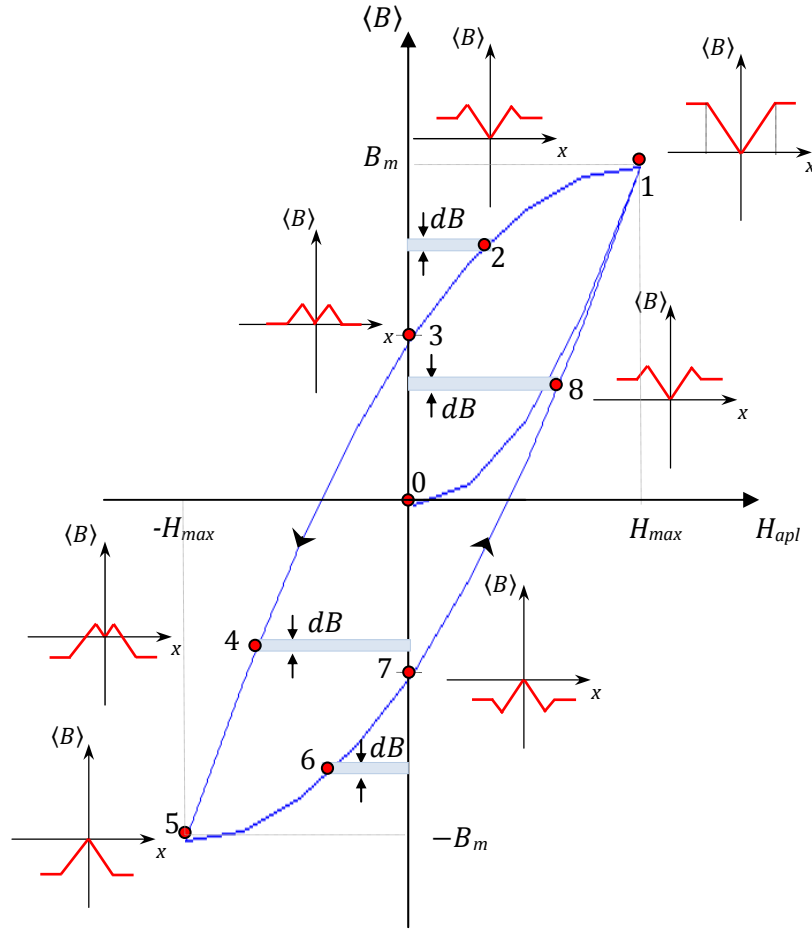


Figura 3.10: Ciclo de histerese de uma amostra paralelepípedica de material SAT para a condição ZFC, com uma amplitude máxima de campo aplicado igual ao campo de penetração total.

Considere-se que se tem uma amostra SAT toroidal, de secção recta S , magnetizada com um campo uniformemente distribuído no seio de uma bobina convencional com N espiras. A alimentação com uma corrente alternada $i(t)$ dará origem a uma força magnetizante, ou campo magnético, dado por (3. 19), pelo que surge uma indução magnética com a direcção do campo magnético aplicado.

$$H(t) = \frac{N}{l} i(t) \quad (3. 19)$$

$$e(t) = \frac{d\Psi}{dt} = N \cdot S \frac{dB}{dt} \quad (3. 20)$$

A variação temporal dá origem a uma *f.e.m.*, definida em (3. 20), pelo que a potência instantânea utilizada no processo de magnetização vale

$$e(t) \cdot i(t) = l \cdot S \cdot H(t) \frac{dB}{dt}. \quad (3.21)$$

O volume do material em estudo vale $l \cdot S$, podendo definir-se a densidade volumétrica de energia elementar para o tempo dt dada por

$$d\hat{w}_m = \left(\frac{e(t) \cdot i(t)}{vol} \right) dt = \left(H(t) \frac{dB}{dt} \right) dt = H(t) dB. \quad (3.22)$$

Para uma variação de $B_1(t = t_1)$ para $B_2(t = t_2)$, a densidade de energia usada na magnetização considerada, por unidade de volume, é a dada por (3.23).

$$\Delta W_m = \int_{t_1}^{t_2} H(t) \left(\frac{dB}{dt} \right) dt = \int_{B_1}^{B_2} H(t) dB \quad (3.23)$$

Na máquina em estudo, considerando o regime permanente cíclico, cada ponto de material do rotor pulsará a uma determinada frequência, proporcional ao escorregamento. Para o ciclo de histerese considerado na Figura 3.10, admitindo que o campo aumenta de forma constante desde $-H_{max}$ até H_{max} ao longo da curva 12345 e depois diminui de forma constante desde H_{max} até $-H_{max}$ ao longo da curva 56781 verifica-se que, no ponto 8, HdB é positivo pois, para o sentido anti-horário de circulação $dB > 0$ e $H > 0$. De forma similar, no ponto 4, $dB < 0$ e $H < 0$, pelo que HdB também é positivo. Por outro lado, os pontos 2 e 6 têm HdB negativo. Assim, considerando a circulação no ciclo de histerese verifica-se que

- 123 corresponde a uma quantidade de energia negativa igual à área 1-2-3- B_m -1;
- 345 corresponde a uma densidade de energia positiva igual à área 3-4-5- $(-B_m)$ -5;
- 567 corresponde a uma densidade de energia negativa igual à área 5-6-7- $(-B_m)$ -5;
- 781 corresponde a uma densidade de energia positiva igual à área 7-8-1- (B_m) -7.

Da soma de todas as energias verifica-se que a energia total fornecida ao material num ciclo, por unidade de volume, é igual à área interna do ciclo, $S_h = 123456781$. Assim, de forma idêntica aos materiais ferromagnéticos, esta energia pode ser definida como energia de perdas por histerese. Para um regime cíclico de frequência f , as perdas por histerese, por unidade de volume, valem $f \cdot S_h$.

Aproximação Elíptica

O ciclo de histerese mostra a forma como a indução magnética ou magnetização variam no material com a variação de um campo magnético aplicado. A Figura 3.11 mostra as características magnéticas e respectivo ciclo de histerese para um qualquer material SAT, considerando as *a)* componentes harmónicas e *b)* só as componentes fundamentais. Neste é possível verificar que a permeabilidade magnética complexa, dada pelo módulo como a razão entre os máximos da indução magnética e o campo magnético, apresenta um argumento simétrico ao ângulo de histerese, $-\delta$.

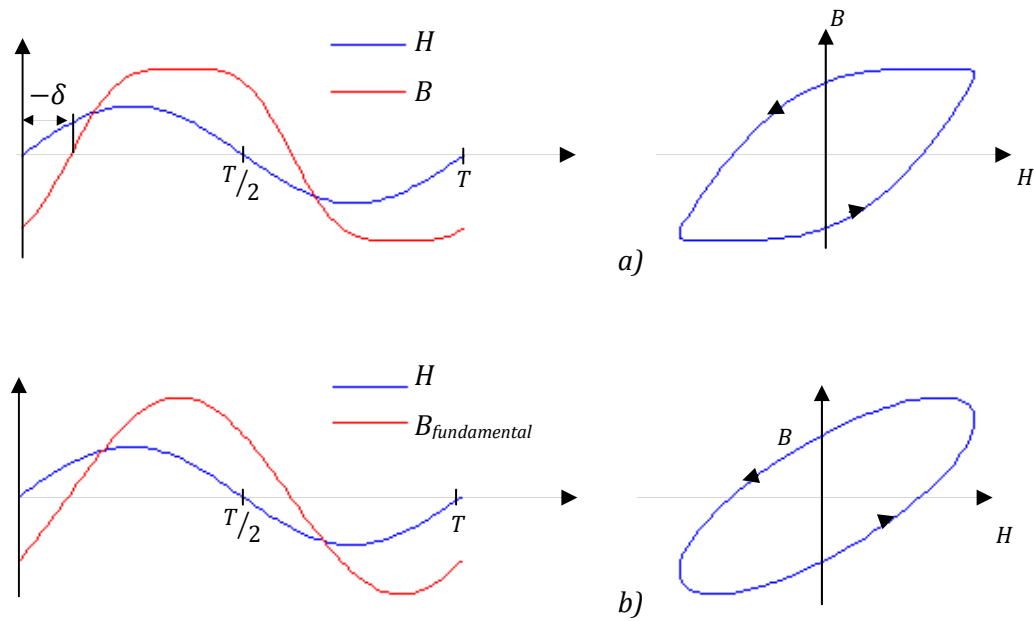


Figura 3.11: Características magnéticas e ciclo de histerese *a)* real e *b)* com aproximação elíptica para uma amostra SAT.

Considerando, para análise dos materiais SAT, só a componente fundamental do campo indutor e da indução magnética resultante (aproximação elíptica), assumindo-os sinusoidais e periódicos com frequência angular fundamental ω , pode dizer-se que um campo indutor puramente sinusoidal, (3. 24), dá origem a um campo resultante desfasado de um ângulo δ , em avanço, como definido em (3. 25). Definindo $\mu = B_1/H_1$ e representado $H(t)$ e $B(t)$ pelos respectivas amplitudes complexas \bar{H} e \bar{B} , pode definir-se a permeabilidade magnética complexa μ , como indicado em (3. 26).

$$H(t) = \mathcal{I}\{\bar{H}_1 e^{j\omega t}\} = H_1 \cdot \text{sen}(\omega t) \quad (3. 24)$$

$$B(t) = \mathcal{I}\{\bar{B}_1 e^{j(\omega t - \delta)}\} = B_1 \cdot \text{sen}(\omega t - \delta) \quad (3. 25)$$

$$\bar{\mu} = \frac{\bar{B}}{\bar{H}} = \mu_0 \cdot \mu_r \cdot e^{-j\delta} \quad (3.26)$$

A área do ciclo de histerese pode ser obtida algebricamente de acordo com (3.27). A resolução computacional revela-a proporcional ao produto dos valores máximos dos campos indutor e resultante pelo seno do ângulo de histerese.

$$S_h = \int_0^{2\pi} H \cdot dB(\omega t) d(\omega t) = \pi \cdot H_1 \cdot B_1 \cdot \sin(\delta) \quad (3.27)$$

3.2.1 – Motor Supercondutor

Como verificado no capítulo 2 – Revisão Bibliográfica, os motores supercondutores podem ser desenvolvidos em tambor ou em disco. De modo a facilitar a identificação da máquina em estudo, esta é denominada de supercondutora devido a ser baseada em supercondutores. Geralmente têm um sistema de excitação convencional, com núcleo ferromagnético e bobinas em cobre. A alimentação dos enrolamentos com um sistema de excitação trifásico equilibrado produz um campo girante que magnetiza os SAT do rotor. Como tal, os fenómenos de histerese estão presentes.

Os motores em tambor, ou cilíndricos, à esquerda na Figura 3.12, são caracterizados por terem um rotor cilíndrico constituído por um ou mais elementos cilíndricos de material SAT. De forma idêntica ao motor convencional, embora baseados em fenómenos diferentes, este tipo de motor supercondutor pode ser de fluxo radial ou circunferencial, dependendo do material do veio.

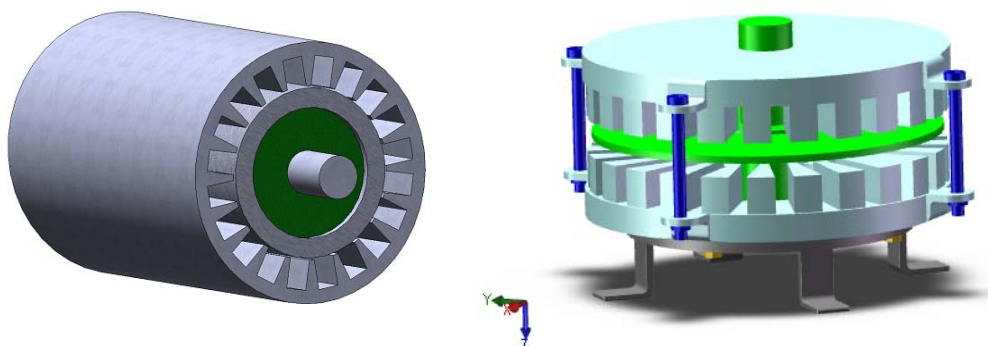


Figura 3.12: Motor de histerese em tambor, à esquerda, e em disco de fluxo axial, à direita.

O motor de histerese em disco supercondutor, ilustrado à direita na Figura 3.12, apresenta um rotor anelar constituído por um ou dois semi-estatores, apresentando campo magnetizante axial.

3.2.2 - Motor de Histerese em Disco de Fluxo Axial

O motor de fluxo axial em estudo é composto por um sistema de excitação convencional composto por dois semi-estatores e um rotor em alumínio ou em SAT, como o ilustrado na Figura 3.13.

O sistema em estudo tem dois rotores diferentes, com distintos fenómenos na conversão electromecânica de energia, mas o mesmo sistema de excitação. Como tal, torna-se importante analisar as características magnéticas desenvolvidas pelo mesmo.

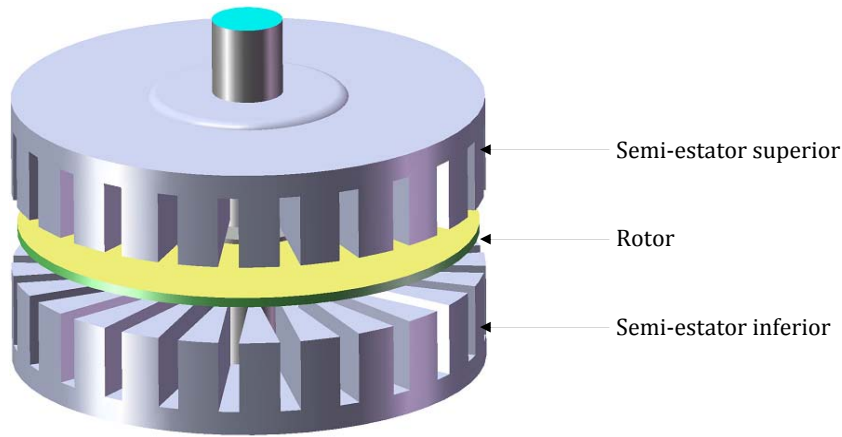


Figura 3.13: Motor de fluxo axial em estudo.

3.2.2.1 - Fluxo Magnético no Entreferro e no Disco Supercondutor

Considerando nulos os efeitos harmónicos, as correntes equilibradas injectadas nos enrolamentos polifásicos do estator dão origem a uma *f.m.m.* girante, dependente do tempo, t , e da posição angular, θ , definida em (3. 28). Por questões de simplificação, desprezam-se as variações com o raio e considera-se que o entreferro é suficientemente pequeno para que a dispersão de fluxo possa ser desprezada.

$$F_{m,s}(t, \theta) = F_{s,1} \cdot \cos(\omega t - \theta) \quad (3. 28)$$

Para a análise do sistema, considere-se a magnetização da disco para um determinado instante de tempo, como indicado na Figura 3.14, sendo os campos definidos no estator, H_s , no rotor, H_r , no entreferro, H_g em (3. 29), considerados positivos quando axialmente apontam para baixo e circularmente da esquerda para a direita e as correntes são consideradas positivas quando penetram o plano. A análise é realizada para um determinado instante de tempo, pelo que as grandezas ficam somente dependentes do ângulo eléctrico θ .

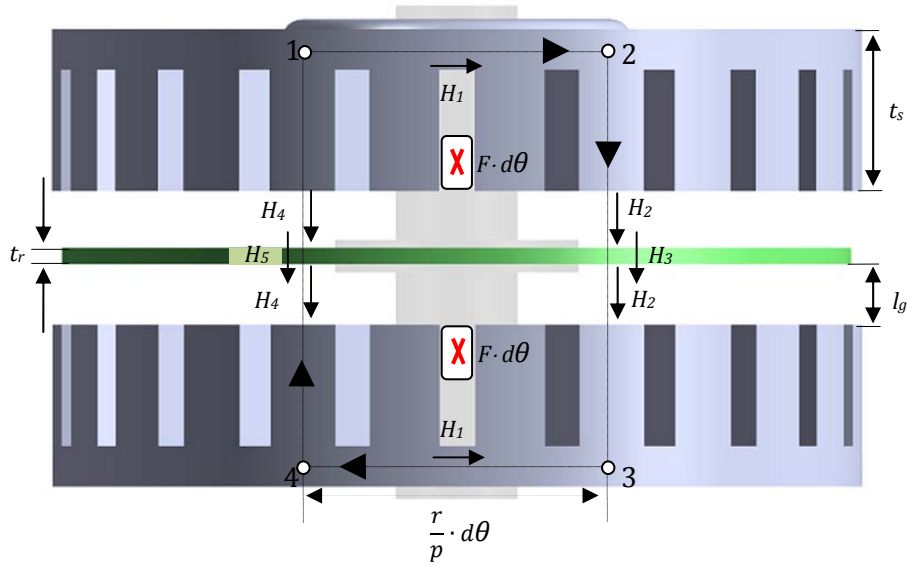


Figura 3.14: Detalhe da magnetização num instante de tempo específico.

$$H_1(\theta) = H_s(\theta)$$

$$H_2(\theta) = H_g(\theta)$$

$$H_3(\theta) = H_r(\theta) \quad (3.29)$$

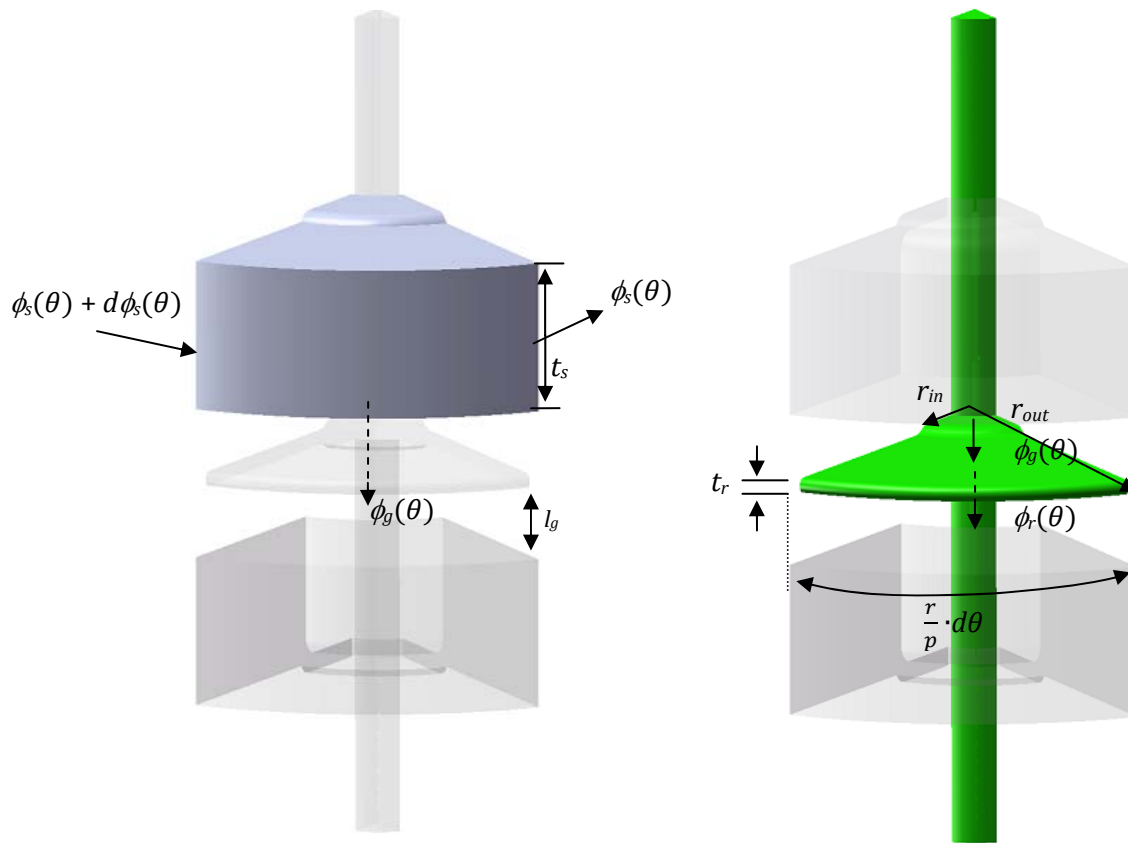
$$H_4(\theta) = H_g(\theta) + dH_g(\theta)$$

$$H_5(\theta) = H_r(\theta) + dH_r(\theta)$$

Por aplicação da lei de Ampère ao caminho representado a tracejado na Figura 3.14 e admitindo que a permeabilidade magnética do material do estator é muito grande, para um determinado ângulo elétrico θ , pode obter-se densidade angular de correntes na superfície, F , correspondente ao ângulo $\frac{r}{p} \cdot d\theta$, indicada em (3.30).

$$F = -l_g \frac{\partial H_g}{\partial \theta} - \frac{t_r}{2} \frac{\partial H_r}{\partial \theta} \quad (3.30)$$

$$\text{div } \mathbf{B} = 0 \Rightarrow \oint_S \mathbf{B} \cdot \hat{n} dS = 0 \quad (3.31)$$



a) Semi-estator superior e entreferro.

b) Rotor e entreferro.

Figura 3.15: Detalhe dos fluxos magnéticos nos semi-estatores, no entreferro e no rotor intervenientes no caso em estudo.

Pela equação da divergência e como consequência da continuidade dos campos, em (3. 31), o somatório dos fluxos numa superfície fechada S é nula, pelo que, pela análise da Figura 3.15, podem definir-se as relações entre os fluxos magnéticos como indicado em (3. 32) e (3. 33).

$$\phi_s(\theta) + d\phi_s(\theta) = \phi_s(\theta) + \phi_g(\theta) \Rightarrow d\phi_s(\theta) = \phi_g(\theta) \quad (3. 32)$$

$$\phi_g(\theta) = \phi_r(\theta) \quad (3. 33)$$

De (3. 32) e (3. 33) verifica-se que os fluxos magnéticos são os definidos em (3. 34) - (3. 36) obtendo-se as relações entre as induções magnéticas no entreferro, no rotor e nos semi-estatores indicadas em (3. 37) e (3. 38).

$$\phi_s(\theta) = B_s(\theta) \cdot S_s = B_s(\theta) \cdot (t_s \cdot dr) \quad (3. 34)$$

$$\phi_g(\theta) = B_g(\theta) \cdot S_g = B_g(\theta) \cdot \left(\left(r \cdot \frac{d\theta}{p} \right) \cdot dr \right) \quad (3.35)$$

$$\phi_r(\theta) = B_r(\theta) \cdot S_r = B_r(\theta) \cdot \left(\left(r \cdot \frac{d\theta}{p} \right) \cdot dr \right) \quad (3.36)$$

$$B_g(\theta) = \frac{t_s \cdot p}{r} \frac{dB_s(\theta)}{d\theta} \quad (3.37)$$

$$B_r(\theta) = B_g(\theta) \quad (3.38)$$

O entreferro é um meio linear, pelo que a relação entre o campo de indução magnética e o campo magnético é directamente proporcional à permeabilidade magnética do meio, μ_0 , de acordo com (3.39). Quer no caso do motor convencional com rotor em alumínio como com o rotor com SAT, o entreferro é considerado com uma permeabilidade magnética relativa unitária. Assim, de (3.38) verifica-se que a indução magnética no rotor é a definida em (3.40).

$$B_g(t, \theta) = \mu_0 \cdot H_g(t, \theta) = \frac{\mu_0}{l_g} \cdot F_{g,1} \cdot \cos(\omega t - \theta) = B_{g,1} \cdot \cos(\omega t - \theta) \quad (3.39)$$

$$B_r(t, \theta) = B_{r,1} \cdot \cos(\omega t - \theta); B_{r,1} = B_{g,1} = \frac{\mu_0}{l_g} \cdot F_{g,1} \quad (3.40)$$

Visto do referencial do estator, para qualquer posição θ do rotor, $B_r(t, \theta)$ apresenta variação sinusoidal com o tempo com uma frequência angular ω , pelo que o rotor fica sujeito a variações cíclicas, definidas pelo ciclo de histerese idêntico ao ilustrado na Figura 3.10. Desta forma, a relação entre o campo resultante e o campo indutor é a indicada em (3.26), pelo que o campo magnético no disco rotórico $H_r(t, \theta)$ vale

$$H_r(t, \theta) = H_{r,1} \cdot \cos(\omega t - \theta + \delta); H_{r,1} = \frac{B_{r,1}}{\mu}. \quad (3.41)$$

Para a espessura de rotor considerada na Figura 3.15, de (3.41) pode definir-se a o número de correntes no rotor por unidade de ângulo (imagem da *f.m.m.* no rotor), como

$$F_{m,r}(t, \theta) = t_r \cdot H_{r,1}(t, \theta) = F_{r,1} \cdot \cos(\omega t - \theta + \delta); F_{r,1} = t_r \cdot H_{r,1}. \quad (3.42)$$

3.2.2.2 - Produção de Binário: Regime Síncrono e Assíncrono.

A *f.m.m.* produzida pelo estator é um conjunto de harmónicas com p_s par de pólos que se move com uma velocidade mecânica ω_s/p_s , como indicado em (3. 43), sendo a origem “mecânica” de θ_m o eixo magnético da fase 1 do estator. De forma idêntica, o rotor também tem uma *f.m.m.* harmónica com p_r par de pólos que se move com uma velocidade mecânica ω_r/p_r , definida por (3. 44), apresentando uma desfasagem mecânica δ_m , face ao eixo magnético do estator θ_m .

$$F_{m,s}(t, \theta_m) = F_{s,1} \cdot \cos(\omega_s t - p_s \theta_m) \quad (3. 43)$$

$$F_{m,r}(t, \theta_m) = F_{r,1} \cdot \cos(\omega_r t - p_r(\theta_m - \delta_m)) \quad (3. 44)$$

Admitindo que se tem um entreferro muito pequeno, quando comparado com o passo polar, verifica-se que diferença de potencial magnético entre as superfícies do estator e do rotor dá origem à *f.m.m.* no entreferro responsável pelo campo magnético no entreferro. Este campo magnetizante é definido como a razão entre a *f.m.m.* que se estabelece no entreferro, $F_{m,g}$, e o comprimento de entreferro. A energia magnética armazenada num volume elementar de entreferro com um raio interno r_{in} , um raio externo r_{out} e de espessura $2 \cdot l_g$ é a dada em (3. 45). A integração ao longo de todo o volume dá origem à energia total armazenada no entreferro, como indicado em (3. 46).

$$dw = \frac{\mu_0}{2} H_g^2 \cdot dvol = \frac{\mu_0}{2} H_g^2 \cdot (l_g \cdot (r_{out}^2 - r_{in}^2) d\theta_m) \quad (3. 45)$$

$$W = \frac{\mu_0 \cdot (r_{out}^2 - r_{in}^2)}{2 \cdot l_g} \int_0^{2\pi} F_{m,g}^2 d\theta_m \quad (3. 46)$$

Pelo princípio da conservação de energia, a *f.m.m.* que se estabelece no entreferro é dada pela diferença entre a do estator e a do rotor, como indicado em (3. 47). Substituindo em (3. 46), obtém-se (3. 48).

$$F_{m,g}(t, \theta_m) = F_{s,1} \cdot \cos(\omega_s t - p_s \theta_m) - (F_{r,1} \cdot \cos(\omega_r t - p_r(\theta_m - \delta_m))) \quad (3. 47)$$

$$W = \frac{\mu_0 \cdot (r_{out}^2 - r_{in}^2)}{2 \cdot l_g} \int_0^{2\pi} [F_{s,1}^2 \cos^2(\omega_s t - p_s \theta_m) + F_{r,1}^2 \cos^2(\omega_r t - p_r(\theta_m - \delta_m)) + 2 \cdot F_{s,1} \cdot F_{r,1} \cos(\omega_s t - p_s \theta_m) \cdot \cos(\omega_r t - p_r(\theta_m - \delta_m))] d\theta_m \quad (3.48)$$

Na máquina supercondutora, os fenómenos verificados no rotor dependem da magnetização do campo do estator, pelo que apresentarão a mesma frequência angular, tal que $\omega_s = \omega_r$. Tanto no motor com o rotor em alumínio como SAT está presente o fenómeno de indução, pelo que se pode considerar que o número de pares de pólos no rotor é idêntico ao do campo do estator, $p_s = p_r = p$. Desenvolvendo (3.48), com recurso às relações trigonométricas indicadas em (3.49) e (3.50), verifica-se que a energia total armazenada no entreferro é a indicada em (3.51).

$$\cos^2(a) = \frac{1}{2}(1 + \cos(2a)) \quad (3.49)$$

$$\cos(a) \cos(b) = \frac{1}{2}(\cos(a+b) + \cos(a-b)) \quad (3.50)$$

$$W = \frac{\mu_0 \cdot (r_{out}^2 - r_{in}^2) \cdot \pi}{2 \cdot l_g} (F_{s,1}^2 + F_{r,1}^2 - 2 \cdot F_{s,1} \cdot F_{r,1} \cdot \cos(p \cdot \delta_m)) \quad (3.51)$$

A velocidade angular eléctrica, correspondente a p pares de pólos ao longo do estator, relaciona-se com a velocidade mecânica através de $\theta = p \cdot \theta_m$. Assim, o argumento do coseno em (3.51) pode ser definido em função do ângulo eléctrico correspondente δ , originando (3.52).

$$W = \frac{\mu_0 \cdot (r_{out}^2 - r_{in}^2) \cdot \pi}{2 \cdot l_g} (F_{s,1}^2 + F_{r,1}^2 - 2 \cdot F_{s,1} \cdot F_{r,1} \cdot \cos(\delta)) \quad (3.52)$$

Visto do referencial do estator, para qualquer posição angular eléctrica θ do rotor e do entreferro as *f.m.m.* apresentam variação sinusoidal à frequência angular ω . Assim, de (3.43) e (3.44) podem definir-se os fasores das componentes fundamentais da *f.m.m.* do estator e do rotor indicadas em (3.53) e (3.54), obtendo-se, de (3.47), a do entreferro, indicada em (3.55).

$$\bar{F}_{m,s} = F_{s,1} \angle 0^\circ \quad (3.53)$$

$$\bar{F}_{m,r} = F_{r,1} \angle \delta \quad (3.54)$$

$$\bar{F}_{m,g} = \bar{F}_{m,s} - \bar{F}_{m,r} = F_{g,1} \angle -\delta_{gs} \quad (3.55)$$

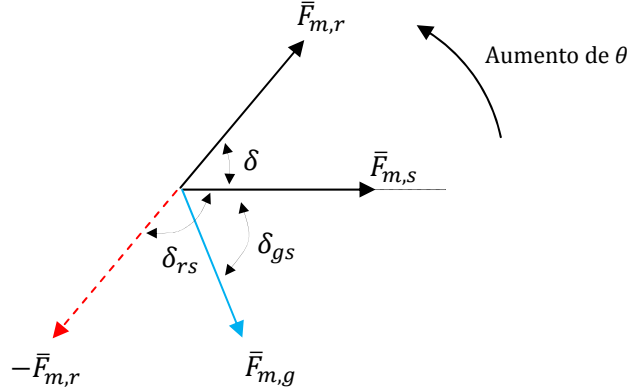


Figura 3.16: Detalhe do diagrama fasorial das f.m.m.s no estator, no rotor e no entreferro.

Considerando, por questões de simplificação, que a energia magnética é idêntica à co-energia magnética armazenada no entreferro e que $\delta = \pi - \delta_{rs}$, sendo δ_{rs} o ângulo entre $F_{m,r}$ e $F_{m,s}$ como mostrado na Figura 3.16, (3.52) pode ser reescrita em função de δ_{rs} , como indicado em (3.56).

$$W' = \frac{\mu_0 \cdot (r_{out}^2 - r_{in}^2) \cdot \pi}{2 \cdot l_g} (F_{s,1}^2 + F_{r,1}^2 + 2 \cdot F_{s,1} \cdot F_{r,1} \cdot \cos(\delta_{rs})) \quad (3.56)$$

Sendo conhecido que o binário é dado pela derivada angular da co-energia armazenada no entreferro, como indicado em (3.57), obtém-se (3.58). Assim, considerando F_s^2 e F_r^2 independentes de δ_{rs} , de (3.56) e (3.58) conclui-se que é produzido um binário T independente do tempo e função de δ_{rs} , indicado em (3.59).

$$T = \frac{\partial W'(i, \theta)}{\partial \theta} \quad (3.57)$$

$$T = \frac{\partial W'}{\partial \delta_{rs}} = \frac{\partial W'}{\partial \delta_{rs}} \frac{\partial \delta_{rs}}{\partial \delta_{rs}} = p \cdot \frac{\partial W'}{\partial \delta_{rs}} \quad (3.58)$$

$$T = -p \left[\frac{\mu_0 \cdot (r_{out}^2 - r_{in}^2) \cdot \pi}{l_g} \right] \cdot F_{s,1} \cdot F_{r,1} \cdot \text{sen}(\delta_{rs}) \quad (3.59)$$

A análise das *f.m.m.* indicadas em permite definir o diagrama fasorial indicado na Figura 3.16. A análise mais detalhada do diagrama fasorial permite verificar que o paralelogramo formado por $-\bar{F}_{m,r}$ e $\bar{F}_{m,s}$ tem a mesma área que o paralelogramo formado por $\bar{F}_{m,g}$ e $\bar{F}_{m,s}$ e que o paralelogramo formado por $-\bar{F}_{m,r}$ e $\bar{F}_{m,g}$. Assim, o binário síncrono indicado em (3. 59) pode ser reescrito em função dos módulos das *f.m.m.s* do entreferro e do rotor e da defasagem δ_{gr} entre eles, como indicado em (3. 61) e (3. 61).

$$T = -p \left[\frac{\mu_0 \cdot (r_{out}^2 - r_{in}^2) \cdot \pi}{l_g} \right] \cdot F_{s,1} \cdot F_{g,1} \cdot \text{sen}(\delta_{gs}) \quad (3. 60)$$

$$T = -p \left[\frac{\mu_0 \cdot (r_{out}^2 - r_{in}^2) \cdot \pi}{l_g} \right] \cdot F_{r,1} \cdot F_{g,1} \cdot \text{sen}(\delta_{gr}) \quad (3. 61)$$

O fluxo ligado com a fase 1 do estator equivale ao valor médio da indução magnética multiplicado pela área da bobina da fase. Assim, para a máquina em estudo ilustrada na Figura 3.15, a indução magnética média é dada por (3. 62), pelo que o módulo da componente fundamental de fluxo, por pólo, ligado com a fase é o indicado em (3. 63).

$$B(t) = \frac{1}{\pi} \int_{-\frac{\pi}{2}}^{\frac{\pi}{2}} B_{g,1} \cdot \cos(\omega t - \theta - \delta_{gs}) d\theta = \frac{2 \cdot \mu_0 \cdot F_{g,1}}{l_g \cdot \pi} \cos(\omega t - \delta_{gs}) \quad (3. 62)$$

$$\phi_{g,1} = |B(t)| \cdot S_{pólo} = \frac{2 \cdot (r_{out}^2 - r_{in}^2) \cdot \mu_0}{l_g \cdot p_s} F_{g,1} \quad (3. 63)$$

Substituindo (3. 63) em (3. 61) obtêm-se os binários em função do fluxo no entreferro por pólo, como indicado em (3. 64)

$$T = -\frac{p^2 \cdot \pi}{2} \cdot \phi_{g,1} \cdot F_{r,1} \cdot \text{sen}(\delta_{gr}) \quad (3. 64)$$

Regimes Assíncronos

Dentro do regime assíncrono, dependente da velocidade do rotor podem definir-se o regime sub-síncrono e super-síncrono. O regime sub-síncrono estabelece-se para valores de velocidade do rotor inferiores à velocidade mecânica de sincronismo, ou seja, $0 < s < 1$

enquanto o regime super-síncrono estabelece-se para valores de velocidade do rotor superiores à velocidade de sincronismo, ou seja, para $s > 1$.

Como verificado em (3. 40), no referencial do estator, para qualquer valor de θ , a indução magnética no rotor $B_r(t, \theta)$ apresenta variação sinusoidal, podendo ser representado por um fasor à frequência f , tal que $\omega = 2\pi \cdot f$. No referencial do rotor a análise é diferente. Considere-se a análise numa coordenada fixa assente no rotor tal que a posição angular para a origem $0'$ seja θ' . Admitindo que o rotor se encontra a rodar, em regime permanente, com uma velocidade $\omega_r = (1 - s)\omega_s$, e que para $t = 0$, $\theta = \alpha$, define a origem $0'$, então θ é dado por

$$\theta = \alpha + \omega_r \cdot t + \theta' = \alpha + (1 - s)\omega_s \cdot t + \theta'. \quad (3. 65)$$

Substituindo (3. 65) em (3. 40) obtém-se a indução magnética no rotor, vista do rotor, indicada em (3. 66). Assim, para qualquer distância angular θ' de $0'$, $B_r(t, \theta')$ apresenta variação sinusoidal, contudo com uma frequência angular $s \cdot \omega_s t = 2\pi \cdot s \cdot f$, sendo f a frequência de alimentação. O rotor fica sujeito às variações cíclicas, sendo a relação entre $B_r(t, \theta')$ e $H_r(t, \theta')$ definida pelo ciclo de histerese do material do rotor que implica um campo magnético no material do rotor sinusoidal que se move com uma velocidade angular $s \cdot \omega_s$, como o definido em (3. 67), com uma desfasagem δ face a $B_r(t, \theta')$, de acordo com para a permeabilidade magnética complexa definida em (3. 26).

$$B_r(t, \theta') = B_{r,1} \cdot \cos(s \cdot \omega_s t - \theta' - \alpha) \quad (3. 66)$$

$$H_r(t, \theta') = -H_{r,1} \cdot \cos(s \cdot \omega_s t - \theta' - \alpha - \delta), \text{ com } H_{r,1} = \frac{B_{r,1}}{\mu_0 \cdot \mu_r} \quad (3. 67)$$

Considerando que o rotor tem uma espessura t_r , como ilustrado na Figura 3.15, a *f.m.m.* no rotor, no referencial do rotor, é a indicada em (3. 68). A substituição de (3. 65) em (3. 68) permite obter a *f.m.m.* no rotor, no referencial do estator, indicada em (3. 69).

$$F_{m,r}(t, \theta') = t_r \cdot H_r(t, \theta') = t_r \cdot H_{r,1} \cdot \cos(s \cdot \omega_s t - \theta' - \alpha - \delta) \quad (3. 68)$$

$$F_{m,r}(t, \theta) = t_r \cdot H_{r,1} \cdot \cos(\omega_s t - \theta - \delta) \quad (3. 69)$$

Para o regime sub-síncrono a velocidade do rotor é inferior à velocidade do campo girante do estator, pelo que $0 < s < 1$. Analisando a componente fundamental da indução magnética no entreferro $B_g(t, \theta)$, indicada em (3. 39) e a *f.m.m.* no rotor $F_{m,r}(t, \theta)$, indicada em (3. 69), verifica-se que para $t = 0$, $B_g(0, \theta)$ é máximo para $\theta = 0$, sendo $F_{m,r}(0, \theta)$ máxima para $\theta = \delta$, pelo que $\delta_{gr} = \delta$ e, por (3. 64), o binário é dado por

$$T_{sub} = \frac{1}{4} \cdot p^2 \cdot \pi \cdot \phi_{g,1} \cdot F_{r,1} \cdot \sin(\delta) = T_{max} \cdot \sin(\delta). \quad (3. 70)$$

De (3. 62) e (3. 63), verifica-se que a componente fundamental do fluxo por pólo, no entreferro é dada por (3. 71). Por (3. 42) e substituindo (3. 71) em (3. 70) obtém-se o binário no regime sub-síncrono, como indicado em (3. 72).

$$\phi_{g,1} = |B| \cdot S_{pólo} = \frac{2 \cdot (r_{out}^2 - r_{in}^2)}{p} \cdot B_{g,1} \quad (3. 71)$$

$$T_{sub} = \frac{p}{2 \cdot \pi} \left(\pi \cdot (r_{out}^2 - r_{in}^2) \cdot t_r \right) \left(\pi \cdot B_{g,1} \cdot H_{h,1} \cdot \sin(\delta) \right) \quad (3. 72)$$

Pela Figura 3.15 verifica-se que o volume do rotor vale $vol_r = \pi \cdot (r_{out}^2 - r_{in}^2) \cdot t_r$. De (3. 27) sabe-se que $\pi \cdot B_{g,1} \cdot H_{h,1} \cdot \sin(\delta)$ é a área interna do ciclo de histerese S_h . Assim, pode concluir-se que o binário, indicado em (3. 72), é constante, sendo independente do tempo e da velocidade do rotor, e proporcional à área do ciclo de histerese, como indicado em (3. 73).

$$T_{sub} = \frac{p}{2\pi} \cdot vol_r \cdot S_h \quad (3. 73)$$

Se o binário de carga, que actua sobre o veio como um travão, for inferior a T_{sub} , a velocidade do motor aumentará de modo a reduzir o escorregamento e a ir para a região de sincronismo. Contudo se o binário de carga aplicado ao motor for superior a T_{sub} , o motor não conseguirá aumentar a velocidade, ficando a rodar com escorregamento a uma velocidade mecânica $N_r = N_s(1 - s)/p$. Assim, no arranque ($s = 1$) surge o binário motor que o arranca, sendo esta uma das principais vantagens deste tipo de máquina.

No regime super-síncrono a velocidade do rotor é superior à de sincronismo, sendo o escorregamento negativo. De forma idêntica ao verificado anteriormente para o regime sub-síncrono, considerando a análise no referencial do rotor, o valor de θ é agora dado por (3. 74), sendo o campo no rotor o indicado em (3. 75). Para a permeabilidade magnética complexa considerada em (3. 26), o campo magnético no rotor vale (3. 76) onde o sinal positivo de θ' indica que a direcção dos campos, visto do rotor, é oposta à de rotação do rotor.

$$\theta = \alpha + \omega_r \cdot t + \theta' = \alpha + (1 + s)\omega_s \cdot t + \theta' \quad (3. 74)$$

$$B_r(t, \theta') = B_{r,1} \cdot \cos(-s \cdot \omega_s t - \theta' - \alpha) = B_{r,1} \cdot \cos(s \cdot \omega_s t + \theta' + \alpha) \quad (3. 75)$$

$$H_r(t, \theta') = \frac{B_{r,1}}{\mu_0 \cdot \mu_r} \cdot \cos(s \cdot \omega_s t + \theta' + \alpha + \delta) \quad (3. 76)$$

De (3. 76) pode obter-se a *f.m.m.* no rotor indicada em (3. 77). Desenvolvendo (3. 74) em ordem a θ' e substituindo em (3. 77) permite obter a *f.m.m.* no regime super-síncrono, visto do estator, definida em (3. 78).

$$F_{m,r}(t, \theta') = \frac{t_r}{\mu_0 \cdot \mu_r} B_{r,1} \cdot \cos(s \cdot \omega_s t + \theta' + \alpha + \delta) \quad (3. 77)$$

$$F_{m,r}(t, \theta) = \frac{t_r}{\mu_0 \cdot \mu_r} B_{r,1} \cdot \cos(\omega_s t - \theta - \delta) \quad (3. 78)$$

A comparação entre a componente fundamental da indução magnética no entreferro $B_g(t, \theta)$, indicada em (3. 39) e a *f.m.m.* no rotor para o regime super-síncrono $F_{m,r}(t, \theta)$, indicada em (3. 78) permite concluir que $F_{m,r}(t, \theta)$ está em avanço de δ em relação a $B_g(t, \theta)$, pelo que $\delta_{gr} = -\delta$ que, substituindo em (3. 64) resulta no binário super-síncrono indicado em (3. 79).

$$T_{super} = \frac{p^2 \cdot \pi}{4} \phi_{g,1} \cdot F_{r,1} \cdot \sin(-\delta) = -T_{max} \cdot \sin(\delta) = -\frac{p}{2 \cdot \pi} \cdot vol_r \cdot S_h \quad (3. 79)$$

Para velocidades superiores à de sincronismo, o motor actua como um travão de modo a colocar o motor no regime síncrono. Este regime super-síncrono nesta máquina, enquanto

motor, só poderá acontecer no regime transitório mecânico de arranque do motor quando ao tentar alcançar a velocidade de sincronismo possa ter uma sobre-elevação em relação ao valor da velocidade de sincronismo, para cargas aplicadas muito reduzidas.

Regime Síncrono

No regime síncrono, o motor em regime permanente, independentemente da carga aplicada, apresenta uma velocidade igual à de sincronismo. Assim, pode considerar-se que o motor desenvolve um binário electromagnético compreendido entre $-T_s$ e T_s , sendo T_s o binário crítico¹. Considerando o regime de sincronismo, quando a carga aplicada aumenta, desde que inferior a T_s , a velocidade do motor tenderá a diminuir, pelo que o motor entra num regime transitório sub-síncrono e o binário electromagnético do motor aumentará de modo a repor a velocidade de sincronismo. Quando a carga aplicada ao motor diminui, a velocidade tende a aumentar, pelo que o binário desenvolvido é desacelerador de modo a repor a velocidade de sincronismo. De um ponto de vista prático, este comportamento é comparável com um sistema de mola entre o campo girante do estator e o do rotor, que garante que os campos giram à mesma velocidade.

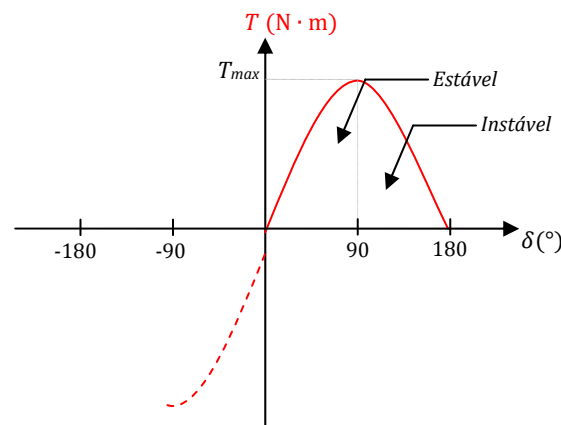


Figura 3.17: Binário electromagnético desenvolvido no motor supercondutor no regime síncrono, em função do ângulo de histerese.

O binário, sendo somente definido pelo valor de δ , apresenta um comportamento estável para $0^\circ < \delta < 90^\circ$. O ângulo de carga nunca é zero porque, mesmo em vazio mecânico, existe sempre o atrito do rotor que desfase os campos, embora rodem à mesma velocidade como se estivessem conectados por meio de uma mola.

¹ Valor de binário aplicado que leva o motor a deixar de rodar para a velocidade de sincronismo.

O aumento de binário resistente aplicado no motor dá origem a um aumento de binário electromagnético desenvolvido no motor até $\delta = 90^\circ$. Neste momento o binário desenvolvido pela máquina é máximo, estando limitado pela potência máxima absorvida à rede. Com o contínuo aumento de binário aplicado ao motor leva a que $\delta > 90^\circ$ e, conseqüentemente, binário electromagnético diminui, diminuindo a velocidade do rotor levando a máquina para o regime assíncrono.

Influência das Componentes Harmónicas

A análise até então efectuada foi idealmente baseada somente a componente fundamental. A influência das várias componentes harmónicas na máquina de histerese pode ser analisada considerando que a componente harmónica k dá origem a uma *f.m.m.* no estator com uma velocidade de sincronismo correspondente à própria componente harmónica ($\pm \omega_s/k$), sendo o sinal positivo para campos girantes harmónicos com direcção idêntica ao fundamental e negativo para campos girantes harmónicos com direcção simétrica ao fundamental, como tinha sido verificado no 3.2.1 - Características Magnéticas em Vazio.

Para o regime assíncrono, cada componente harmónica originará uma característica binário velocidade que, à semelhança do fundamental anteriormente analisado, apresenta um valor constante, positivo ou negativo, dependente do valor do escorregamento (sub ou super-síncrono), proporcional à magnitude da componente harmónica correspondente, sendo uma parte do fundamental.

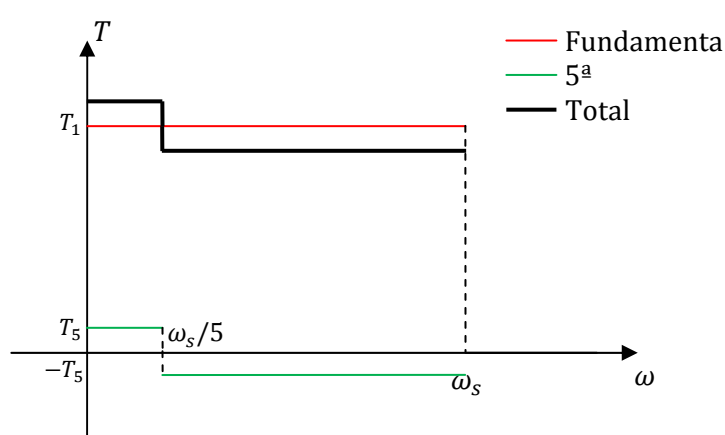


Figura 3.18: Característica binário-velocidade para o motor com o rotor composto por SAT, para a componente fundamental, 5ª harmónica e total.

Assim, como verificando anteriormente, o campo total do estator, além da fundamental, tem a influência das harmónicas impares, com maior destaque para a 5ª, que apresenta

concordante em relação ao campo girante fundamental. Assim, desprezando as outras, pode definir-se a característica binário-velocidade como a indicada na Figura 3.18, sendo o binário “total” definido como a soma das componentes harmónicas, neste caso, o fundamental e o 5º.

3.2.3 - Esquema Eléctrico Equivalente

Considerando, por questões de simplificação, a distribuição dos condutores, para a fase kf , ao longo dos semi-estatores sinusoidal, como indicado em (3. 80) , sendo m o número de fases, p o número de par de pólos e k_w o factor de enrolamento e N_{ph} o número de espiras, por fase (Darabi, 2009) para cada configuração polar, e um sistema de alimentação equilibrado com a corrente eléctrica, para a fase kf , definida, na forma complexa, pela equação (3. 81), com I a amplitude máxima da corrente injectada, então a *f.m.m.* vale (3. 82).

$$Z^{kf}(\theta) = Z \cdot \cos(\theta - \theta_{kf}), \text{ com } \begin{cases} \theta_{kf} = \frac{(kf-1)2\pi}{m} \\ Z = \frac{2 \cdot K_w \cdot N_{ph}}{p \cdot \pi} \end{cases} \quad (3. 80)$$

$$\bar{I}^{kf} = I \cdot e^{j(\omega \cdot t - \theta_{kf})} \quad (3. 81)$$

$$\bar{F} = \sum_{kf=1}^m \bar{I}^{kf} \cdot Z^{kf} = \frac{1}{2} I \cdot Z \left(e^{j(\omega_b \cdot t + \theta)} \sum_{kf=1}^m e^{-j2 \cdot \theta_{kf}} + m \cdot e^{j(\omega_b \cdot t - \theta)} \right) \quad (3. 82)$$

Considere-se por simplificação que (3. 82) pode ser definida pela equação (3. 83).

$$\bar{F} = \frac{m}{2} I \cdot Z e^{j(\omega \cdot t - \theta)} \quad (3. 83)$$

De (3. 39) - (3. 42) e de (3. 80) - (3. 83), pode reescrever-se (3. 30), obtendo-se (3. 84). A análise mais detalhada de (3. 83) e (3. 84) permite concluir que existe uma força magnetomotriz que se divide em duas componentes. Desta forma, pode-se concluir que a alimentação do estator com a corrente definida em (3. 81), para a fase kf , dá origem a duas correntes fictícias no entreferro e no rotor, como definido em (3. 85).

$$\frac{m}{2} I \cdot Z \cdot e^{j(\omega \cdot t - \theta)} = -j \frac{l_g \cdot B_g}{\mu_0} e^{j(\omega \cdot t - \theta)} - j \frac{t_r \cdot B_g}{2 \cdot \mu} e^{j(\omega \cdot t - \theta + \delta)} \quad (3.84)$$

Assim, definindo $\bar{I}_{s,kf}$ como a corrente de alimentação, na fase kf , $\bar{I}_{g,kf}$ a corrente fictícia equivalente no entreferro, na fase kf , responsável por induzir o campo magnético no entreferro e $\bar{I}_{h,kf}$ a corrente fictícia equivalente no rotor, na fase kf , responsável pela magnetização do rotor, de (3.84) obtém-se as correntes definidas em (3.86) – (3.88), sendo θ_{kf} o indicado em (3.80).

$$\bar{I}_{s,kf} = \bar{I}_{g,kf} + \bar{I}_{r,kf} \quad (3.85)$$

$$\bar{I}_{s,kf} = I \cdot e^{j(\omega \cdot t - \theta_{kf})} \quad (3.86)$$

$$\bar{I}_{g,kf} = j \frac{l_g \cdot B_g \cdot 2}{\mu_0 \cdot m \cdot Z} \cdot e^{j(\omega \cdot t - \theta_{kf})} \quad (3.87)$$

$$\bar{I}_{r,kf} = j \frac{t_r \cdot B_g}{\mu \cdot m \cdot Z} \cdot e^{j(\omega \cdot t - \theta_{kf} + \delta)} \quad (3.88)$$

De (3.85) verifica-se que a corrente de alimentação injectada nos elementos de excitação dá origem à corrente responsável pela magnetização do entreferro, $\bar{I}_{g,kf}$, dada pela razão entre a *f.e.m.* que se estabelece nos enrolamentos do estator devido ao fluxo no entreferro e uma reactância de magnetização $X_m = \omega \cdot L_m$ e à corrente fictícia responsável pela magnetização do rotor, $\bar{I}_{h,kf}$, que adquire valores dependentes da condição de operação. Assim, pode definir-se um esquema eléctrico equivalente genérico para o motor, como mostrado na Figura 3.19, em que do lado do rotor se considera uma fonte de corrente equivalente.

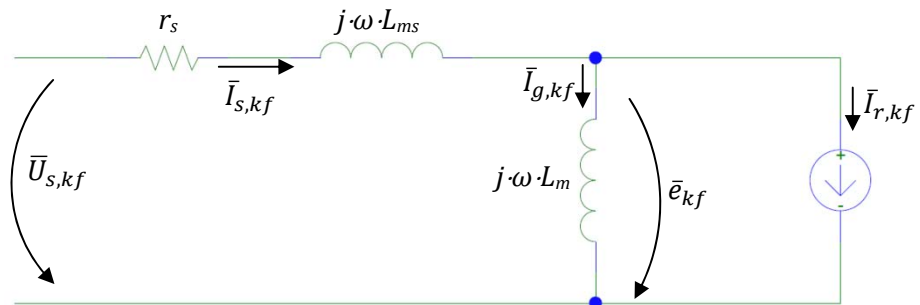


Figura 3.19: Esquema eléctrico equivalente do motor em disco de histerese, para a fase kf .

No regime sub-síncrono, a corrente de magnetização no entreferro para a fase 1, correspondente a $\bar{I}_{g,1}$ na Figura 3.19, é da forma indicada em (3. 87), com o módulo indicado em (3. 89). Pela mesma lógica, o módulo da corrente fictícia do rotor é a definida em (3. 88), com o módulo indicado em (3. 90).

$$I_{gm} = \frac{l_g \cdot B_g \cdot 2}{\mu_0 \cdot m \cdot Z} \quad (3. 89)$$

$$I_{rm} = \frac{t_r \cdot B_g}{\mu \cdot m \cdot Z} \quad (3. 90)$$

De modo a definir as impedâncias fictícias existentes, é conveniente calcular a força electromotriz induzida em cada fase dos enrolamentos estatóricos. Para o cálculo da *f.e.m.* total considerem-se os dois conjuntos de condutores da bobina da fase *kf*, sujeitos ao fluxo magnético, como indicado na Figura 3.20.

Pela lei geral de indução, indicada em (3. 91), pode verifica-se que a *f.e.m* induzida em cada lado do enrolamento do semi-estator pode ser calculada com base nos fluxos de ligação. A soma destas duas *f.e.m.s* dá a total induzida. Para o caso em estudo, detalhado na Figura 3.20, a *f.e.m.* induzida para a fase *kf* é calculada de acordo com (3. 92), com θ_{kf} indicado em (3. 80).

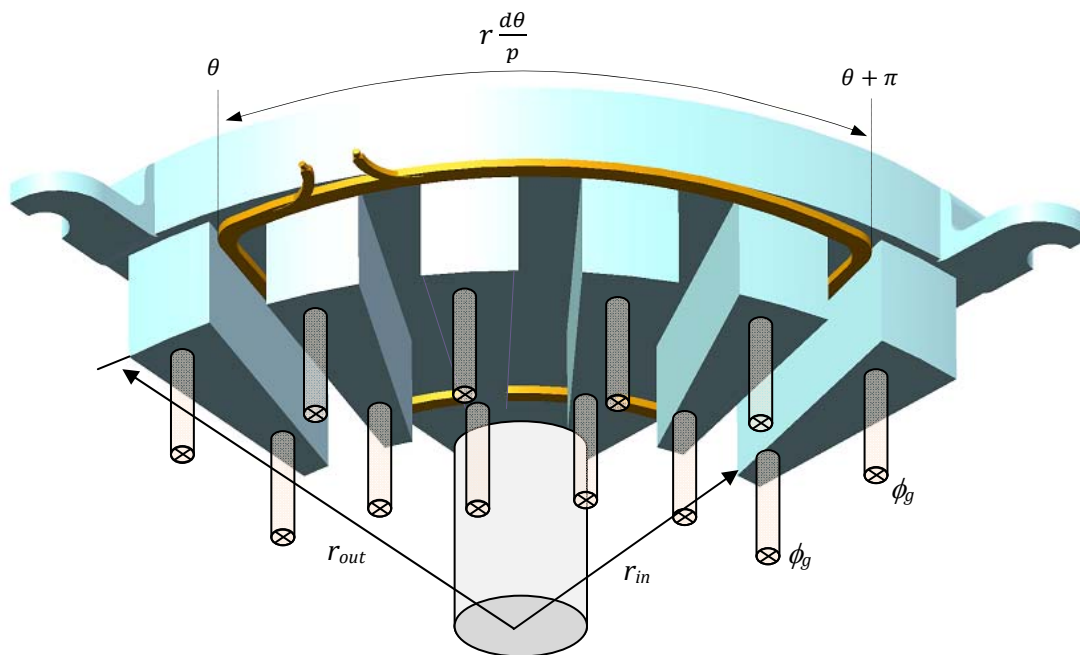


Figura 3.20: Detalhe da topologia do sistema de excitação da bobina da fase *kf*.

$$e = -\frac{d}{dt} \iint_S (\mathbf{B} \cdot \hat{\mathbf{n}}) dS \quad (3.91)$$

$$\bar{e}_{kf} = - \int_0^{2 \cdot p \cdot \pi} \frac{1}{2} \frac{d\bar{\varphi}}{dt} Z \cdot \cos(\theta - \theta_{kf}) d\theta \quad (3.92)$$

Após a alimentação dos enrolamentos do estator, em regime síncrono é emanado fluxo dos pólos magnéticos induzidos no rotor, que rodam à velocidade angular do estator, ω , que interagem perpendicularmente com as correntes dos enrolamentos de comprimento l do estator, com $l = r_{out} - r_{in}$. Assim, o fluxo φ entre dois condutores de um enrolamento da fase kf , na posição θ e $\theta + \pi$, como ilustrado na Figura 3.20, é dado por (3.93). A substituição de (3.39) e (3.41) em (3.93) permite definir o fluxo, dado em (3.94).

$$\begin{aligned} \bar{\varphi} &= \int_{r_{in}}^{r_{out}} \int_{\theta}^{\theta+\pi} B_g(t, \theta) \cdot dS = \int_{r_{in}}^{r_{out}} \int_{\theta}^{\theta+\pi} B_g(t, \theta) \cdot \left(\frac{r \cdot d\theta}{p} \right) dr \\ &= \int_{r_{in}}^{r_{out}} \int_{\theta}^{\theta+\pi} \frac{B_g \cdot r}{p} \cdot e^{j(\omega \cdot t - \theta)} dr \cdot d\theta \end{aligned} \quad (3.93)$$

$$\bar{\varphi} = -j \frac{r_{out}^2 - r_{in}^2}{p} B_g \cdot e^{j(\omega \cdot t - \theta)} \quad (3.94)$$

A substituição de (3.94) em (3.91) permite definir a equação da *f.e.m.* induzida para a fase kf , como indicado em (3.95).

$$\bar{e}_{kf} = -\frac{\pi \cdot B_g \cdot Z \cdot \omega \cdot (r_{out}^2 - r_{in}^2)}{2} \cdot e^{j(\omega \cdot t - \theta_{kf})} \quad (3.95)$$

Considerando que a *f.e.m.* é proporcional à corrente fictícia que se estabelece através de uma impedância, também fictícia, de (3.89) verifica-se que, para uma fase kf , existe uma corrente relacionada com a magnetização no entreferro e outra ligada à magnetização do material rotórico. Assim, podem calcular-se as impedâncias equivalentes para o entreferro, \bar{Z}_g , e para o material rotórico, \bar{Z}_r , definidas em (3.96) e (3.97), respectivamente.

$$\bar{Z}_g = \frac{\bar{e}_{kf}}{\bar{I}_{g,kf}} = j \cdot \frac{Z^2 \cdot \omega \cdot m \cdot \pi \cdot (r_{out}^2 - r_{in}^2) \cdot \mu_0}{4 \cdot l_g} = \omega \cdot \frac{Z^2 \cdot m \cdot \pi \cdot (r_{out}^2 - r_{in}^2) \cdot \mu_0}{4 \cdot l_g} \angle \frac{\pi}{2} \quad (3.96)$$

$$\bar{Z}_r = \frac{e_{kf}}{\bar{I}_{r,kf}} = \frac{Z^2 \cdot \omega \cdot m \cdot \pi \cdot ((r_{out}^2 - r_{in}^2)) \cdot \mu}{2 \cdot t_r} \angle \left(\frac{\pi}{2} - \delta \right) \quad (3.97)$$

De (3.96) conclui-se que a impedância equivalente para o entreferro é uma indutância de magnetização, L_m , mostrada em (3.98). Contudo, a análise de (3.97) permite verificar que a impedância equivalente para o material rotórico é composta por uma resistência fictícia, r_r , e uma indutância, L_r , definidas em (3.99) e (3.100).

$$L_m = \frac{Z^2 \cdot m \cdot \pi \cdot (r_{out}^2 - r_{in}^2) \cdot \mu_0}{4 \cdot l_g} = \frac{k_w^2 \cdot N_w^2 \cdot m \cdot (r_{out}^2 - r_{in}^2) \cdot \mu_0}{l_g \cdot \pi \cdot p^2} \quad (3.98)$$

$$r_r = \frac{2 \cdot k_w^2 \cdot N_w^2 \cdot \omega \cdot m \cdot (r_{out}^2 - r_{in}^2) \cdot \mu}{t_r \cdot \pi \cdot p^2} \text{sen}(\delta) \quad (3.99)$$

$$L_r = \frac{2 \cdot k_w^2 \cdot N_w^2 \cdot m \cdot (r_{out}^2 - r_{in}^2) \cdot \mu}{t_r \cdot \pi \cdot p^2} \text{cos}(\delta) \quad (3.100)$$

Usando as equações (3.96) - (3.100) pode deduzir-se o esquema eléctrico equivalente, por fase, do motor em disco de fluxo axial de histerese, indicado na Figura 3.21.

Para o regime super-síncrono, a *f.m.m.* é a definida em (3.78), pelo que, em relação à análise realizada anteriormente, δ deve ser substituído por $-\delta$. Assim, resulta um esquema eléctrico equivalente idêntico ao para o regime sub-síncrono, em que $j \cdot \omega \cdot L_{hr}$ se mantém inalterado enquanto r_r passa a ser o simétrico em relação ao regime sub-síncrono.

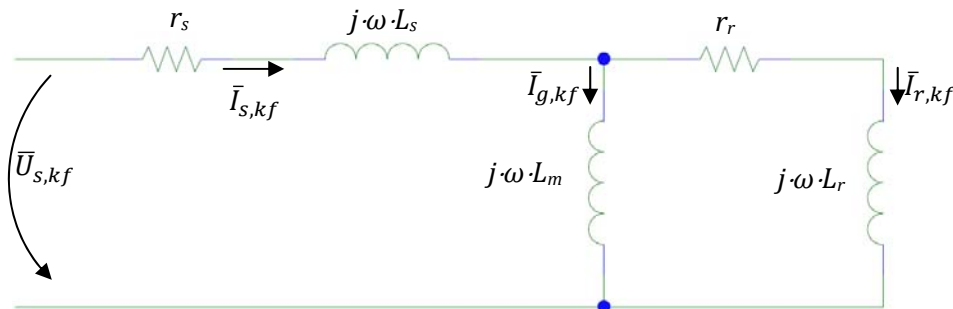


Figura 3.21: Esquema eléctrico equivalente do motor em disco de histerese, para a fase *kf*, para o regime sub-síncrono.

Ao contrário do regime assíncrono, onde a *f.m.m.* do rotor está fixa pela indução magnética e *f.m.m.* no entreferro, tanto em magnitude como em fase, para um determinado ponto de funcionamento com velocidade inferior à de sincronismo, tal não acontece para o regime síncrono. Como referido anteriormente, para garantir que o binário electromagnético produzido T é superior ao crítico T_h , ou seja, para $-T_h < T < T_h$, é necessário que a *f.m.m.* de reacção no rotor se ajuste à condição de operação. Tal é garantido, visto do estator, pela característica $B - H$, aparentemente dinâmica, na transição de um valor de carga mecânica para outra. Assim, o esquema eléctrico equivalente a considerar é equivalente ao representado na Figura 3.19, com a diferença de que $\bar{I}_{r,kf}$ sofre alteração de valor em magnitude, mesmo que B_g se mantenha fixo, enquanto a defasagem, ou ângulo de histerese, se adapta ao ponto de operação, podendo ser representado pelo esquema da Figura 3.22.

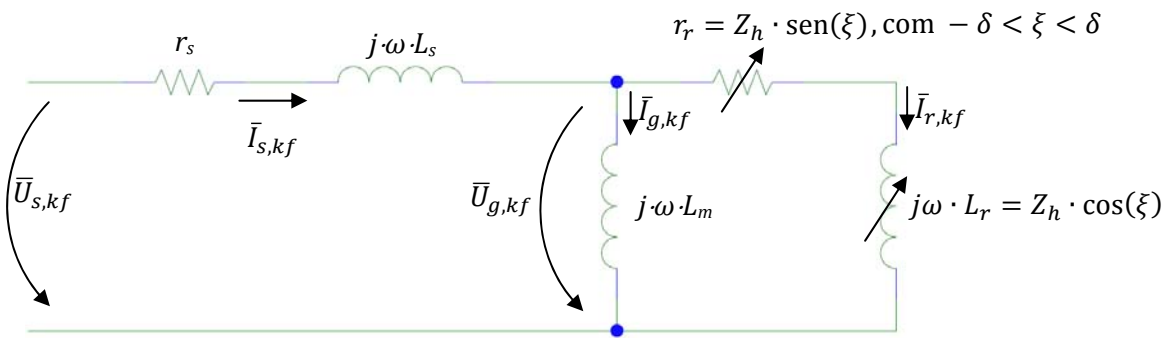


Figura 3.22: Esquema eléctrico equivalente do motor em disco de histerese, para a fase kf , para o regime síncrono.

A potência eléctrica de entrada do EEE, P_{elect} , corresponde à alimentação de uma das fases, podendo ser definida como indicado em (3. 101), sendo m o número de fases, $\cos(\varphi)$ o factor de potência e U_s e I_s os módulos dos fasores da tensão de alimentação e da corrente de excitação. A potência mecânica desenvolvida pelo motor, P_{mec} , é dada pela subtracção das perdas na conversão electromecânica à potência de entrada, P_{elect} . A potência interna, P_{int} , resulta da subtracção das perdas nos enrolamentos estatóricos à potência de entrada. Também é dada pela soma das perdas no rotor e da potência mecânica desenvolvida. Pelo EEE presente na Figura 3.22, para o regime sub-síncrono, a potência interna é dada por (3. 102), enquanto para o regime super-síncrono é a indicada em (3. 103).

$$P_{elect} = m \cdot U_s \cdot I_s \cdot \cos(\varphi) \quad (3. 101)$$

$$P_{int,sub} = m \cdot |I_{rm}|^2 \cdot |r_r| \quad (3. 102)$$

$$P_{int,super} = -m \cdot |I_{rm}|^2 \cdot |r_r| \quad (3.103)$$

Substituindo r_r , de (3.99), $|I_{hm}|$, de (3.89), e de (3.38) obtém-se a potência interna para o regime sub-síncrono e super-síncrono, definida em (3.104) e (3.105), respectivamente.

$$P_{int,sub} = f \cdot (\pi \cdot (r_{out}^2 - r_{in}^2) \cdot t_r) (\pi \cdot B_{g,1} \cdot H_{h,1} \cdot \text{sen}(\delta)) = f \cdot vol_r \cdot S_h \quad (3.104)$$

$$P_{int,super} = -f \cdot vol_r \cdot S_h \quad (3.105)$$

No rotor, a frequência de excitação é dada por sf , pelo que as perdas (por histerese) no rotor para os regimes sub-síncrono e super-síncrono são definidas de acordo com (3.106) e (3.107). É importante notar que do ponto de vista de perdas óhmicas por circulação de correntes no rotor estas são nulas, já que se está a considerar supercondutores, contudo, como verificado pelo modelo de Bean, a interação entre a densidade de corrente induzida no rotor e os campos eléctricos que se estabelecem devido aos gradientes magnéticos, dão origem a perdas de carácter resistivo e, por isso, óhmico.

$$P_{hist,sub} = s \cdot f \cdot vol_r \cdot S_h \quad (3.106)$$

$$P_{hist,super} = -s \cdot f \cdot vol_r \cdot S_h \quad (3.107)$$

Para o equilíbrio electrodinâmico, a potência mecânica desenvolvida pelo motor é dado pela diferença entre a potência interna que se estabelece e as perdas verificadas no rotor, originando

$$P_{mec,sub} = (1 - s) \cdot f \cdot vol_r \cdot S_h \quad (3.108)$$

$$P_{mec,super} = -(1 - s) \cdot f \cdot vol_r \cdot S_h. \quad (3.109)$$

Para uma velocidade angular do rotor ω_r , (3.110), e considerando as potências mecânicas desenvolvidas pelo motor no regime assíncrono, desenvolvem-se binários electromagnéticos sub-síncrono e super-síncronos, indicados em (3.111) e (3.112).

$$\omega_r = \frac{\omega_s}{p}(1 - s) \quad (3.110)$$

$$T_{sub} = \frac{p}{2 \cdot \pi} \cdot vol_r \cdot S_h \quad (3.111)$$

$$T_{super} = -\frac{p}{2 \cdot \pi} \cdot vol_r \cdot S_h \quad (3.112)$$

Como já tinha sido verificado em (3. 73) e (3. 79), o binário desenvolvido pelo motor no regime assíncrono apresenta-se independente do tempo, sendo proporcional ao volume do rotor e à área interna do ciclo de histerese que caracteriza o rotor.

Para o regime síncrono, a potência interna é dada por (3. 113), como é possível verificar pela análise da Figura 3.19, sendo ϱ o ângulo entre a *f.e.m.* para a fase *kf*, e_{kf} , e a corrente fictícia no rotor, $I_{h,kf}$.

$$P_{int,sub} = m \cdot U_{10,kf} \cdot I_{h,kf} \cdot \cos(\varrho) \quad (3.113)$$

No regime síncrono, o campo do rotor encontra-se fixo ao campo girante do estator devido aos fenómenos de ancoramento de fluxo que os materiais supercondutores experienciam, pelo escoamento de fluxo e, conseqüente, perdas de histerese. Assim, por (3. 112), o binário no regime síncrono é o indicado em (3. 114). É de salientar que este apresenta valores diferentes, dependentes da carga aplicada, fazendo variar o ângulo entre as grandezas referidas, indo até um máximo de $\varrho = 90^\circ$, valor para o qual o motor deixa de ser síncrono.

$$T_{sinc} = \frac{p \cdot m}{2 \cdot \pi \cdot f} \cdot U_{10,kf} \cdot I_{h,kf} \cdot \cos(\varrho) \quad (3.114)$$

Assim, por (3. 111), (3. 112) e (3. 114) pode concluir-se que o binário se apresenta independente da velocidade, podendo ser ilustrado como na Figura 3.18.

As grandezas são dificilmente mensuráveis, pelo que a característica de binário electromagnético é analisável para o regime assíncrono, já que o valor de binário síncrono máximo corresponde ao binário no regime sub-síncrono.

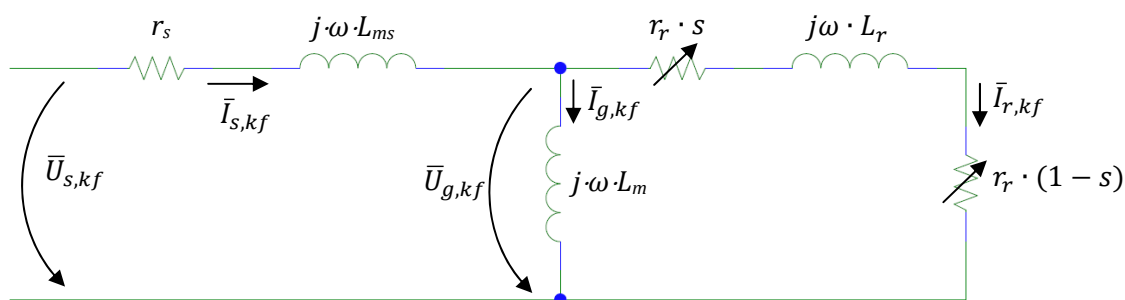


Figura 3.23: Esquema eléctrico equivalente do motor em disco de histerese, para a fase kf .

De acordo com (O'Kelly, 1969) e (Rahman, 1973), a resistência fictícia do rotor r_r pode ser dividida numa componente proporcional ao escorregamento s , que representa as perdas eléctricas no rotor, e outra proporcional a $(1 - s)$ que representa a potência mecânica desenvolvida pelo motor em funcionamento. Desta forma, fixando o ângulo de histerese para uma determinada velocidade de operação, o EEE do motor pode ser redefinido como indicado na Figura 3.23. Pela análise do EEE, para uma determinada alimentação e considerando um determinado ângulo de histerese, podem obter-se as características teóricas do motor com SAT. No regime sub-síncrono, considerando que a relação U/f é constante, os parâmetros do EEE mantêm-se constantes, qualquer que seja a velocidade. Assim, a impedância vista da entrada mantém-se constante e, para uma tensão de alimentação constante, a magnitude da corrente no estator, $\bar{I}_{s,k}$, mantém-se constante. Desta forma, a potência interna e o binário também se mantêm constantes, como tinha sido verificado anteriormente. Se a tensão de alimentação mudar, então $\bar{U}_{10,k}$ também muda originando um ciclo de histerese diferente e, por isso, diferentes valores do ângulo de histerese, δ , alterando os parâmetros do lado do rotor.

Neste sub-capítulo foi realizada uma análise sobre o motor em disco de fluxo axial com o objectivo de obter a característica magnética sem rotor, sendo identificados fenómenos electromagnéticos no entreferro, responsáveis pela conversão electromecânica dos motores em estudo, tendo-se obtido as f.m.m. e respectivos campos criados pelo sistema de excitação sem influência do rotor. Foi analisada a histerese magnética nos materiais SAT, tendo-se depois procedido a uma análise detalhada sobre o motor de histerese de fluxo axial e uma análise sobre o esquema eléctrico equivalente do mesmo, com a definição dos parâmetros eléctricos e análise de características eléctricas que se desenvolvem.

Índice

4 – Dimensionamento e Construção do Motor em Disco.....	104
4.1 – Semi-estatores e Circuito de Excitação	105
4.2 – Rotor	110
4.3 – Rolamentos	111
4.4 – Sistema de Fixação dos Semi-estatores e Ajuste de Entreferro.....	111

4 – Dimensionamento e Construção do Motor em Disco

Neste capítulo apresenta-se a topologia e o dimensionamento do motor em estudo na dissertação, sendo detalhadas as decisões de projecto que levaram à definição do sistema em análise.

4.1 – Semi-estatores e circuito de excitação: *A armadura e o sistema de excitação são dimensionados do ponto de vista mecânico (geométrico) e eléctrico, sendo definidas as dimensões escolhidas dos semi-estatores e as conexões eléctricas para diferentes configurações polares do campo indutor.*

4.2 – Rotor: *O induzido é dimensionado em alumínio, para o ensaio do motor convencional e em material SAT, nomeadamente, YBCO, para o motor supercondutor, sendo identificadas as dimensões dos mesmos.*

4.3 – Rolamentos: *São determinados os elementos de transmissão mecânica, com especial cuidado para o ensaio a temperaturas criogénicas.*

4.4 – Sistema de fixação dos semi-estatores e ajuste de entreferro: *Por fim, é definido o sistema de fixação dos semi-estatores, com isolamento magnético e o sistema de ajustamento de entreferro, já que os rotores apresentam dimensões axiais dispare.*

O estudo apresentado na dissertação centra-se sobre um motor em disco de fluxo axial composto por dois semi-estatores convencionais, um rotor convencional em alumínio e outro em material SAT multi-semente, um veio em material paramagnético para transmissão e um sistema estabilizador e de ajustamento de entreferro que garante a conexão mecânica entre os semi-estatores. O motor encontra-se ilustrado na Figura 4.1.

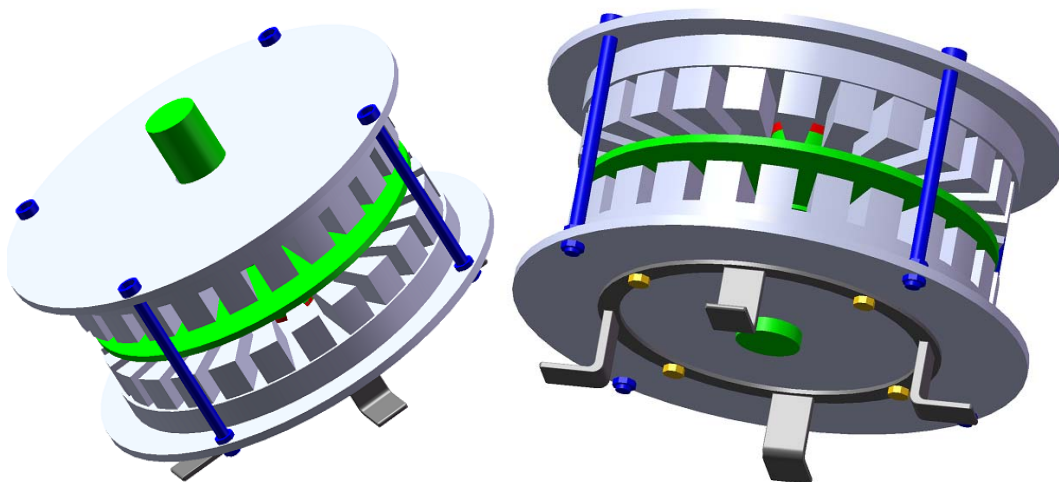


Figura 4.1: Ilustração do motor em disco de fluxo axial em estudo.

No motor em estudo, quando a operar com o rotor SAT, idealmente, o azoto líquido seria injectado pelo interior do veio, canalizando-o para uma câmara no rotor onde se encontram o disco SAT. Assim, diminuir-se-ia as perdas devido ao atrito viscoso, eliminar-se-ia a necessidade de rolamentos especiais e rentabilizar-se-ia a refrigeração já que esta se faria num circuito fechado. Contudo, devido à complexidade e por questões de simplicidade no arrefecimento do rotor SAT, na experimentação de uma primeira versão do protótipo definiu-se a topologia de motor como axial, com dois semi-estatores convencionais, que exige que se mergulhe todo o motor no líquido de arrefecimento para ensaio.

4.1 – Semi-estatores e Circuito de Excitação

O circuito indutor é composto por dois semi-estatores convencionais, em material ferromagnético não linear e um sistema de excitação, também, convencional em cobre. Os semi-estatores foram projectados com 24 cavas de modo a se garantir versatilidade na configuração polar, ou seja, através de arranjos específicos nas ligações das bobinas do estator, posteriormente detalhadas, obter o número de pólos desejado. Desta forma, o passo de cava (*slot pitch*), κ , é de $\pi/12$ radianos, que corresponde a 15 graus mecânicos, como indicado em (4. 1).

$$\kappa = \frac{2\pi}{\text{número de cavas}} = \frac{\pi}{12} \text{ rad} = 15^\circ \quad (4.1)$$

$$D_o = \sqrt{3}D_i \quad (4.2)$$

O diâmetro externo, D_o , e interno, D_i , da máquina foram determinados considerando (4.2)(Steve, 2007). Assim, para um diâmetro externo de 20 cm, o diâmetro interno vale 11,5 cm. A largura de cada cava, c , é dada pela razão entre o perímetro médio e o dobro do número de cavas, já que se têm que garantir os dentes de separação entre elas. Para os valores considerados, esta vale 0,103 cm. A altura das cavas foi considerada igual ao dobro da largura de cada cava, uma vez que os semi-estatores são de dupla camada para os enrolamentos. Na Figura 4.2 encontram-se o detalhe de algumas das dimensões consideradas.

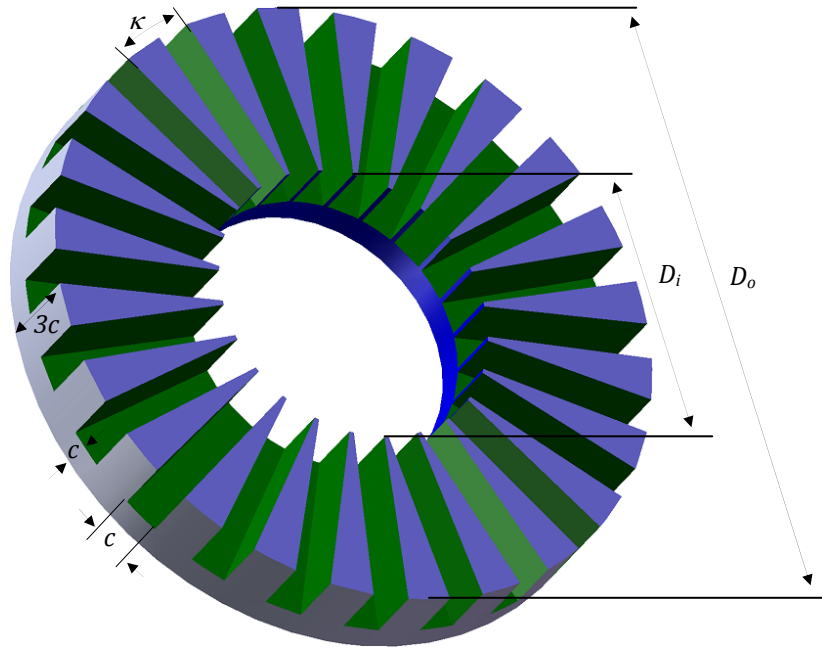


Figura 4.2: Detalhe das dimensões consideradas no dimensionamento dos semi-estatores do motor em estudo.

Após os cálculos definidos, os semi-estatores foram maquinados, encontrando-se mostrados na Figura 4.3. É de salientar que no processo de maquinação, devido à complexidade da geometria e à falta de meios, foi impossível utilizar material ferromagnético em folha, como usado geralmente com o intuito de reduzir as perdas magnéticas por correntes de Foucault.



Figura 4.3: Semi-estatores do motor em estudo.

Foram maquinadas duas chapas para fixar os semi-estatores e servir de batente para os rolamentos usados no veio do motor. Foram, também, desenvolvidos 4 elementos em material paramagnético (mica) para garantir a fixação e estabilidade em operação dos dois semi-estatores, isolar magneticamente os semi-estatores entre eles, e como ajuste do entreferro, já que se baseiam em sistemas de parafusos e porcas de ajuste vertical. Posteriormente foi desenvolvido um sistema de suporte para servir de base ao motor. Estes elementos encontram-se na Figura 4.4.

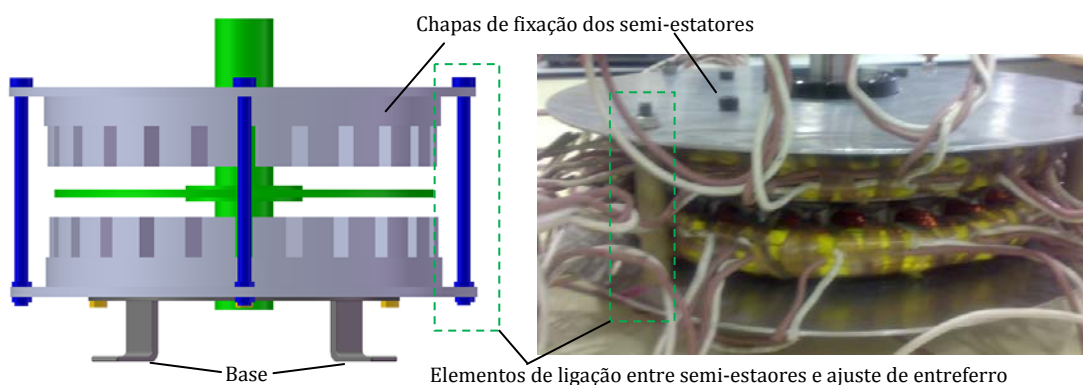


Figura 4.4: Detalhe da base do motor e do sistema de isolamento magnético entre semi-estatores e de ajuste do entreferro.

A configuração adoptada para a alimentação dos semi-estatores foi em dupla camada, com um passo de cava (*coil pitch*) de 4 cavas.

Do dimensionamento previamente realizado verifica-se que a área de bobinagem disponível por cava, por camada, vale c^2 , aproximadamente $106,1 \text{ mm}^2$. Para o dimensionamento do número de condutores foi considerado um coeficiente de preenchimento do enrolamento de $k_w = 0,5$. Este coeficiente é a razão entre a área

disponível e a realmente utilizada com o preenchimento de condutores para a bobinagem de cada cava do motor (Bondera, 2003).



Figura 4.5: Detalhe da bobinagem do circuito de excitação dos semi-estatores para o motor em estudo depois de maquinado.

Os condutores utilizados foram de cobre com uma secção de $0,8 \text{ mm}^2$. Assim, sendo a área realmente usada metade da disponível, o número de condutores que cada bobina terá por camada é dada pela razão entre a área disponível e a secção do fio de cobre usado, valendo, para o caso considerado, 66 condutores eléctricos. Os condutores eléctricos de cada bobina encontram-se isolados entre eles através do verniz enquanto a dupla camada se encontra isolada com papel. Na Figura 4.5 é possível observar o detalhe da bobinagem realizada para os semi-estatores.

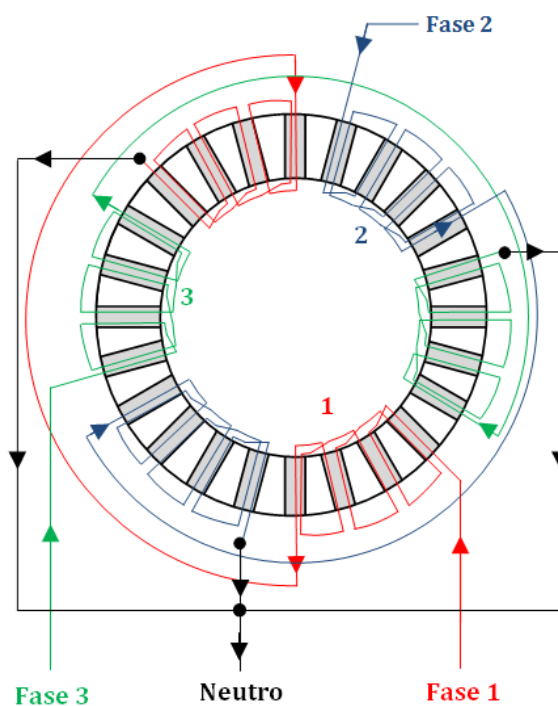


Figura 4.6: Esquema de ligações em estrela para um campo indutor bipolar, considerando um passo de cava unitário.

Se o passo de cava fosse unitário, o esquema de ligações em estrela das bobinas das três fases dos semi-estatores, para uma configuração bipolar do campo indutor produzido, seria a indicada na Figura 4.6, onde a fase 1 está representada a vermelho, a fase 2 a azul e a fase 3 a verde. Como se pode verificar, esta não é de fácil análise quando se considera o passo de cava considerado de quatro.

Para melhor compreensão, na Figura 4.7 encontra-se o esquema de ligações para a fase 1, considerando a linearização de um dos semi-estatores, para várias configurações polares. Na figura apenas se encontra mostrada a ligação eléctrica entre as várias bobinas de um dos semi-estatores para a fase 1, a vermelho. De acordo com as ligações eléctricas estabelecidas e respectiva alimentação indicada pela entrada e saída de corrente, pela regra da mão direita estabelecem-se os pólos magnéticos pretendidos, definidos pelas setas, em que a direcção para cima representa uma direcção, neste caso norte, identificado na figura por N e a direcção sul, indicada por S.

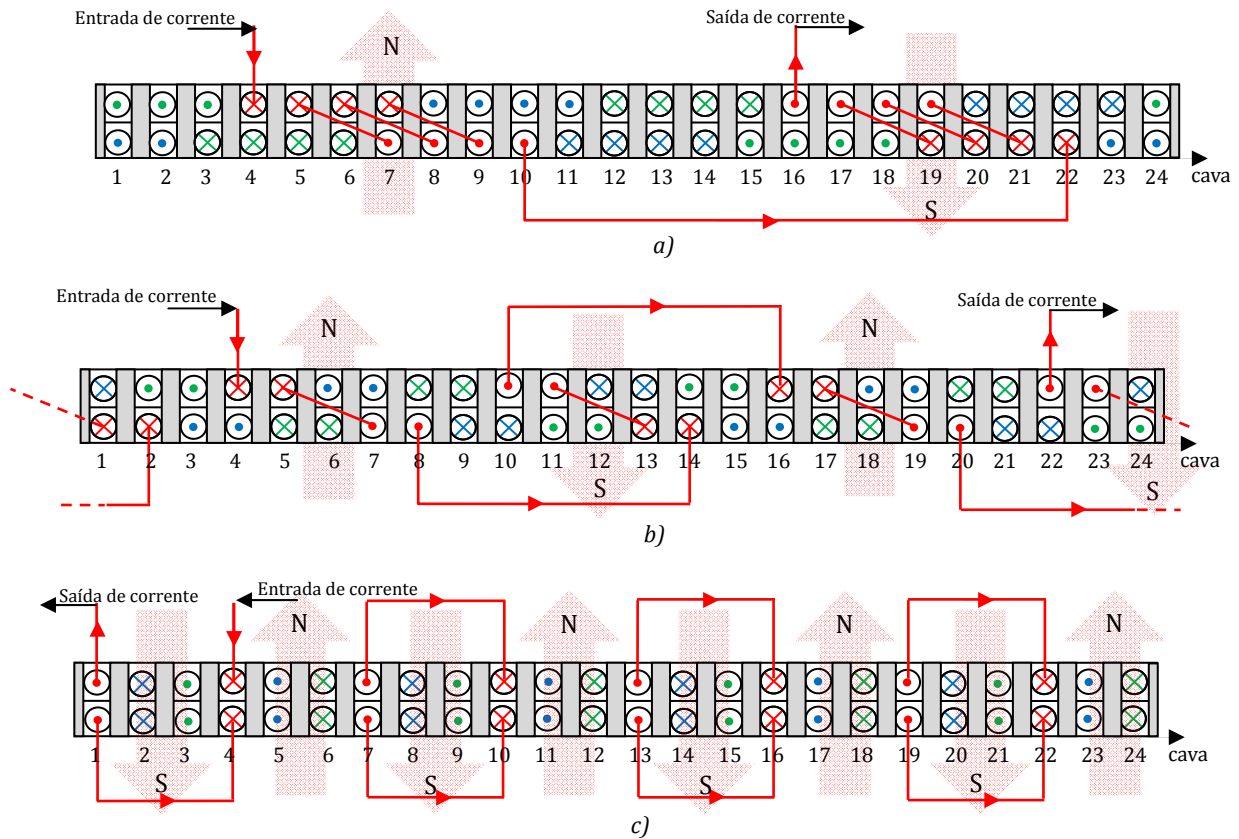


Figura 4.7: Visualização linearizada do esquema de ligações, considerando só a fase 1, a vermelho, para várias configurações polares (a) 2 pólos, b) 4 pólos e c) 8 pólos), considerando um passo de cava de 4, para o caso em estudo.

4.2 – Rotor

O trabalho exposto nesta dissertação centra-se sobre o estudo e análise do motor em disco de fluxo axial integrando um rotor SAT multi-semente. Contudo, foi dimensionado e desenvolvido um rotor em alumínio para comparações das características electromecânicas desenvolvidas.

O interesse em estudar motores de maiores dimensões, comparativamente aos existentes, aliado ao interesse em integrar materiais multi-semente como activo de motores levou a que se optasse por material SAT multi-semente de modo a garantir um rotor com dimensões maiores. Como referido anteriormente, definiu-se um rotor com um raio externo igual ao externo dos semi-estatores de 20 cm e um raio interno de 5 cm. O material supercondutor utilizado foi adquirido à empresa alemã ATZ e é composto por 20-22 grãos de $Y_{1,65}Ba_2Cu_3O_{7-x}$. O anel interior do material SAT foi “acabado” com um outro anel em fibra de vidro com os objectivos de o tornar mais robusto em operação, servir de suporte para fixação no veio e para se adaptar aos veios dos sistemas electromecânicos existentes nos laboratórios para se proceder aos ensaios necessários. As características do material usado estão identificadas no Anexo C.

Os rotores utilizados neste trabalho apresentam valores diferentes de espessura, sendo 5 mm para o rotor em alumínio e 10 mm para o rotor em material SAT. Esta disparidade prende-se como limitações práticas de maquinação do material supercondutor, impostas pelo fabricante. Na Figura 4.8 encontram-se os rotores projectados e adquiridos.

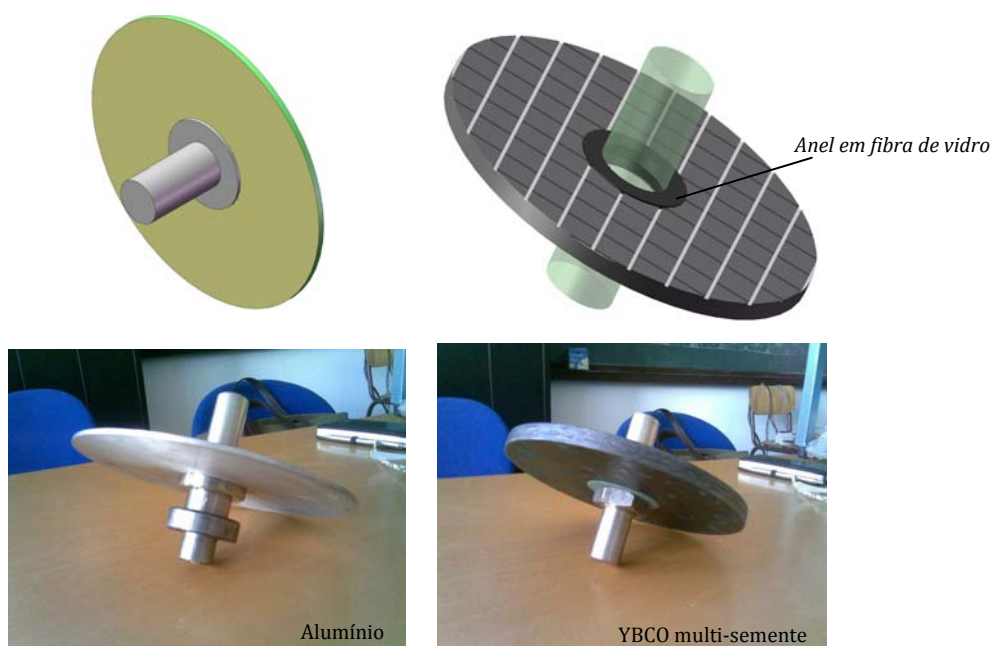


Figura 4.8: Rotores projectados para o motor em estudo.

4.3 – Rolamentos

Um dos principais obstáculos verificados no ensaio do motor a temperaturas criogénicas prendeu-se com o sistema de transmissão mecânica. Inicialmente foram dimensionados e adquiridos rolamentos convencionais, contudo, à temperatura do azoto líquido, estes mostraram-se incapazes de realizar a transmissão de rotação. Tal deve-se ao facto de os lubrificantes congelarem. Também a deterioração e corrosão que apresentaram, após o banho em azoto líquido, levou à escolha de rolamentos em aço-inoxidável.

Em ensaio, estes rolamentos foram limpos com o uso de vários diluentes e depois sujeitos a uma limpeza em ultrassons eliminando qualquer resíduo. À temperatura do azoto líquido mostraram um desempenho aceitável, justificado pela diminuição de inércia entre as esferas e as armaduras resultado da compressão das esferas, sofre elas mesmo, devido à refrigeração.

4.4 – Sistema de Fixação dos Semi-estatores e Ajuste de Entreferro

Por forma a realizar o isolamento magnético entre a fixação dos dois semi-estatores, usou-se quatro parafusos em mica. Através destes fixadores, com recurso a porcas, realizou-se o ajuste de entreferro devido à disparidade entre as dimensões axiais dos rotores utilizados para o motor convencional e o motor com supercondutores.

Assim, após o processo de dimensionamento, os valores dos parâmetros a considerar encontram-se definidos na Tabela 4.1. É de salientar que a única diferença entre a configuração com o rotor em alumínio e em material multi-semente SAT é a altura do rotor, que para o rotor SAT apresenta uma altura de 1 cm enquanto para o rotor em alumínio apresenta uma altura de 0,5 cm.

Tabela 4.1: Parâmetros do motor em estudo após dimensionamento e maquinação.

Designação	Valor	Unidades
Raio externo dos semi-estatores	100	mm
Raio interno dos semi-estatores	16	mm
Raio externo do rotor	100	mm
Raio interno do rotor	16	mm
Altura do estator	30,93	mm
Entreferro	5	mm
Altura das cavas	20,62	mm
Comprimento das cavas	10,31	mm
Comprimento entre cavas	10,31	mm

Neste capítulo apresentou-se a topologia do motor em estudo e o dimensionamento do motor em estudo na dissertação, sendo detalhada a topologia do motor e as decisões de projecto que levaram à definição do sistema em análise.

Índice

5 – Simulações	114
5.1 – Determinação Numérica das Forças Desenvolvidas	115
5.2 – Análise pelo Método dos Elementos Finitos	126
5.1.1 – Topologia	126
5.1.2 – Análise dos Resultados em Situação Magnetostática	131
5.1.3 – Análise em Situação de Transitório e Regime Permanente	132

5 – Simulações

Neste capítulo é realizada a modelização e análise do motor em estudo com recurso a cálculo numérico das forças desenvolvidas num rotor SAT com a excitação definida no capítulo 4 – Dimensionamento e com recurso a um programa baseado em algoritmos de elementos finitos comercial.

5.1 - Determinação numérica das forças desenvolvidas: *Foi realizada uma computação numérica em Matlab com o objectivo de obter uma análise teórica, baseada na lei de Biot-Savart, e determinar as forças desenvolvidas num sistema composto por dois semi-estatores com excitação em configuração bipolar e um rotor de SAT.*

5.2 - Análise pelo método dos elementos finitos: *Foi simulado o motor em estudo com o rotor constituído por alumínio, funcionando como uma máquina de indução convencional, e com o rotor constituído por materiais SAT, nomeadamente YBCO, tendo-se procedido à definição da topologia em estudo, à análise magneto-estática para verificação das configurações polares no circuito de excitação e depois a análise dinâmica para qualificação do comportamento dos motores quando em vazio ou em carga.*

5.1 – Determinação Numérica das Forças Desenvolvidas

Considerando que se tem um condutor alimentado com um elemento de corrente $I \cdot d\mathbf{l}$, como ilustrado na Figura 5.1, o campo magnético no ponto P devido à corrente I no condutor considerado é calculado usando a lei de Biot-Savart dada por

$$d\mathbf{H} = \frac{1}{4\pi} \frac{I d\mathbf{l} \times \hat{\mathbf{r}}}{|\mathbf{r}|^2} \Rightarrow \mathbf{H} = \int d\mathbf{H}. \quad (5.1)$$

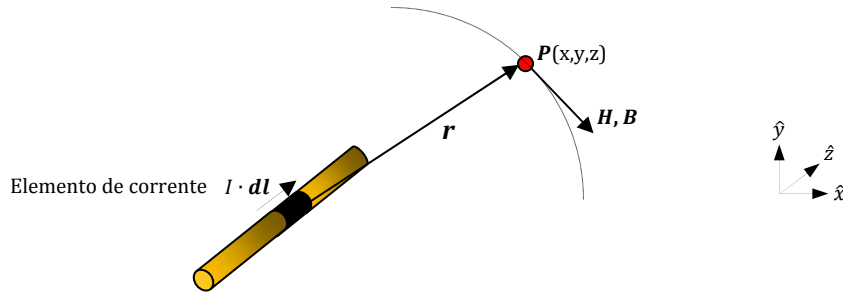


Figura 5.1: Campo magnético num ponto qualquer P a uma distância r de um elemento de corrente $I \cdot d\mathbf{l}$ usando a lei de Biot-Savart.

A fixação da coordenada z em zero permite uma análise bidimensional, como a indicada na Figura 5.2.

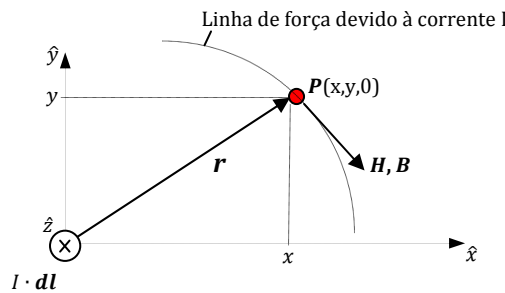


Figura 5.2: Detalhe do cálculo do campo magnético num ponto qualquer P a uma distância r de um elemento de corrente $I \cdot d\mathbf{l}$ usando a lei de Biot-Savart.

Para um condutor de comprimento l_z , da análise da Figura 5.2 e usando (5.1) e (5.2), verifica-se que o campo magnético resultante tem componente em x e y dadas em (5.3).

$$d\mathbf{l} \times \hat{\mathbf{r}} = \begin{pmatrix} \hat{x} & \hat{y} & \hat{z} \\ 0 & 0 & l_z \\ x & y & 0 \end{pmatrix} = (-l_z \cdot y) \hat{x} + (l_z \cdot x) \hat{y} \quad (5.2)$$

$$|\mathbf{r}| = \sqrt{x^2 + y^2}$$

$$\mathbf{H} = \mathbf{H}_x + \mathbf{H}_y \begin{cases} \mathbf{H}_x = -\frac{I \cdot l_z}{4\pi} \frac{y}{|\mathbf{r}|^2} \hat{x} \\ \mathbf{H}_y = \frac{I \cdot l_z}{4\pi} \frac{x}{|\mathbf{r}|^2} \hat{y} \end{cases} \quad (5.3)$$

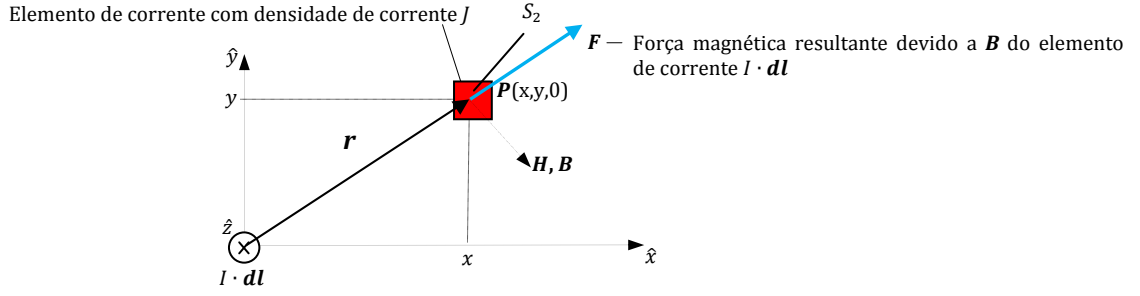


Figura 5.3: Força magnética resultante num ponto P a uma distância r de um elemento de corrente $I \cdot dl$.

Considerando que se tem um elemento 2 no ponto P , com uma densidade de corrente J , como ilustrado na Figura 5.3, então a densidade de força magnética neste elemento devido ao elemento de corrente $I \cdot dl$ no condutor é dada por (5. 4). Como a análise está a ser realizada no plano xy , então, a força magnética no elemento 2 é dada em (5. 5).

$$d\mathbf{F} = \mathbf{J} \times \mathbf{B} \quad (5. 4)$$

$$\mathbf{F} = \iint_{S_2} \mathbf{J} \times \mathbf{B} dS \quad (5. 5)$$

O produto de (5. 3) pela permeabilidade magnética do meio, que neste caso se está a considerar ar, permite obter a indução magnética \mathbf{B} . De (5. 3), (5. 5) e (5. 6) define-se a força no condutor 2 devido ao campo produzido pelo elemento de corrente $I \cdot dl$, como indicado em (5. 7).

$$\mathbf{J} \times \mathbf{B} = \begin{pmatrix} \hat{x} & \hat{y} & \hat{z} \\ 0 & 0 & J_z \\ B_x & B_y & 0 \end{pmatrix} = (-J_z \cdot B_y)\hat{x} + (J_z \cdot B_x)\hat{y} \quad (5. 6)$$

$$\mathbf{F} = \mathbf{F}_x + \mathbf{F}_y \begin{cases} \mathbf{F}_x = -\frac{\mu_0 \cdot I \cdot l_z \cdot J_z}{4\pi} \iint_{S_2} \frac{x}{x^2 + y^2} dS \hat{x} \\ \mathbf{F}_y = -\frac{\mu_0 \cdot I \cdot l_z \cdot J_z}{4\pi} \iint_{S_2} \frac{y}{x^2 + y^2} dS \hat{y} \end{cases} \quad (5. 7)$$

Considere-se o caso do motor linear constituído por dois semi-estatores, inferior e superior, com os enrolamentos trifásicos ligados em série com configuração bipolar e com um rotor SAT, como indicado na Figura 5.4.

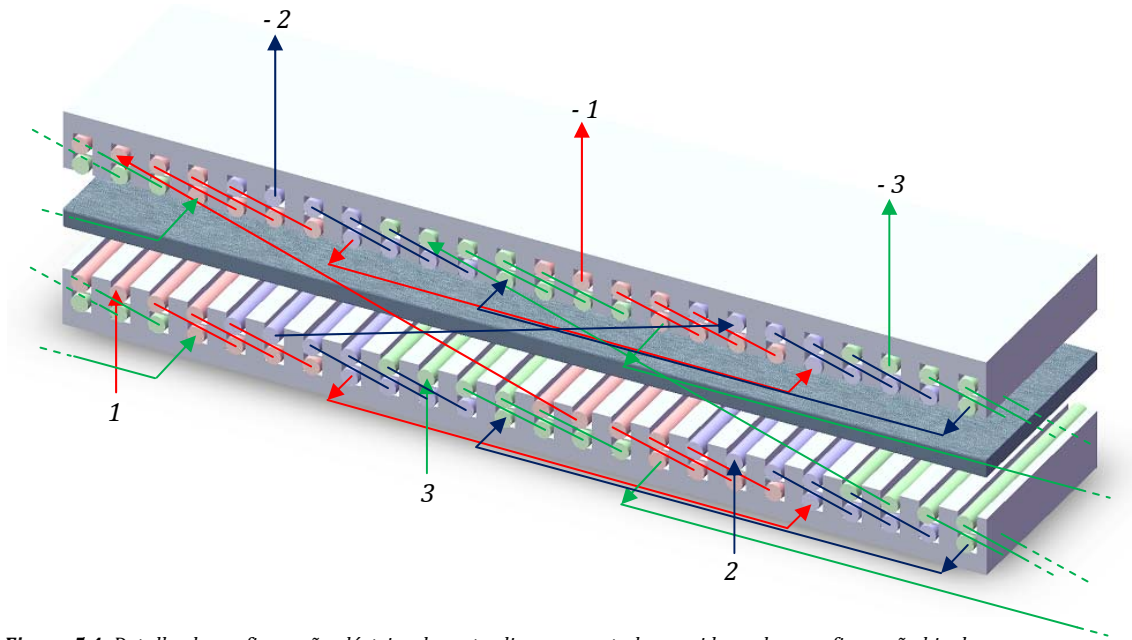


Figura 5.4: Detalhe da configuração eléctrica do motor linear em estudo, considerando a configuração bipolar.

Despresando as componentes harmónicas, pode considerar-se que a alimentação trifásica do circuito de excitação dá origem a uma *f.m.m.* sinusoidal, ilustrada na Figura 5.5 a). Esta *f.m.m.* pode ser encarada, em análise estática, como uma imagem do campo magnético, pelo que o material SAT fica sujeito a um campo magnético que varia sinusoidalmente ao longo do comprimento do bloco.

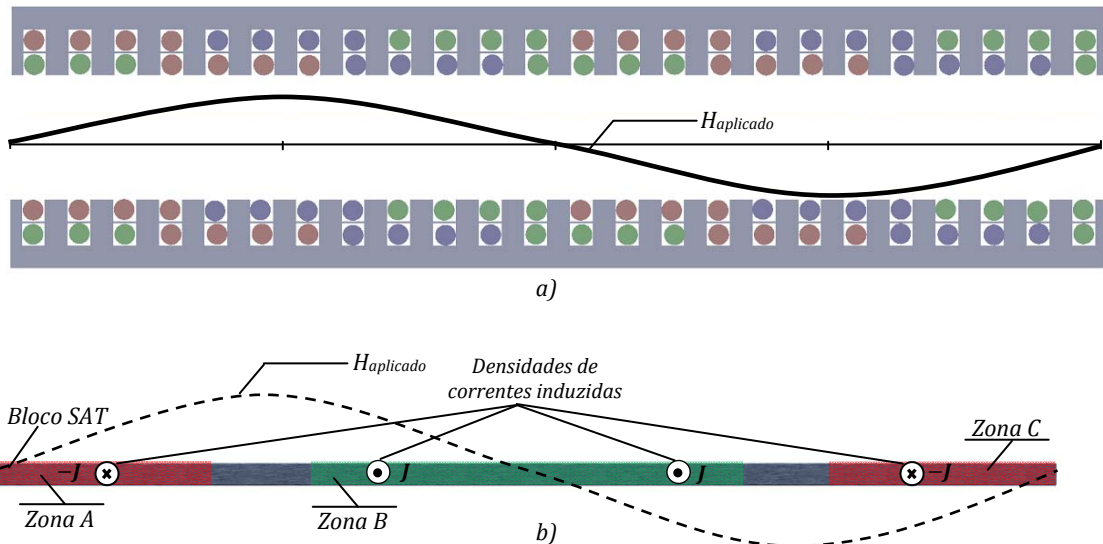


Figura 5.5: a) F.m.m./campo magnético devido à alimentação trifásica dos condutores ($H_{aplicado}$); b) campo magnético "aplicado" ao material SAT em estudo, considerando a configuração bipolar e o rotor parcialmente penetrado.

De acordo com o verificado pelo modelo de Bean, no sub-capítulo 2.1.1, a densidade de corrente estabelece-se nas áreas A, B e C no material SAT com a direcção indicada na Figura 5.5 b), sendo a penetração de campo no material dependente do aplicado. Por questões de simplificação, defina-se um o parâmetro l_{penet} como a quantidade de material

SAT penetrado por área pelo campo aplicado. Assim este toma os valores compreendidos entre 0 a 100 (%), encontrando-se ilustrado para vários valores na Figura 5.6.

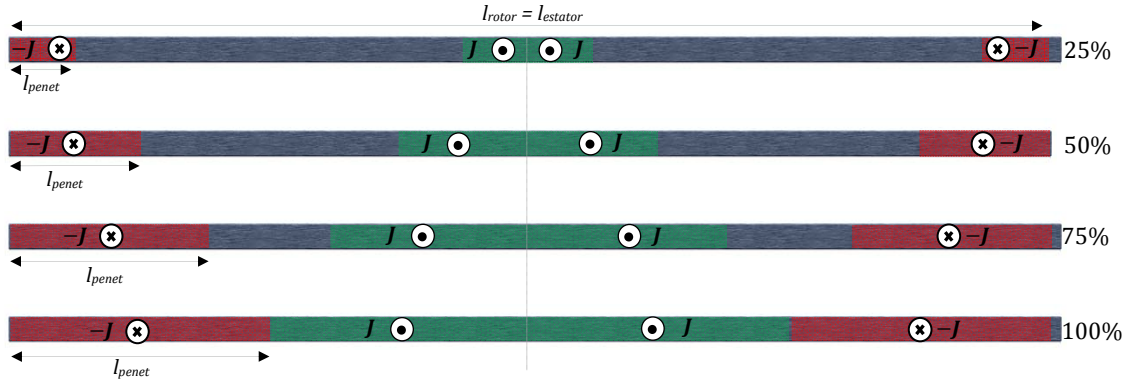


Figura 5.6: Penetração de campo e respectivas densidades de correntes induzidas, considerando a distribuição de campo indicado na Figura 5.5, para vários valores de penetração de campo no material SAT.

Analisando a Figura 5.6, facilmente se verifica que para uma penetração considerada pen (%), a penetração de campo no rotor por área l_{penet} , em relação ao comprimento do bloco de material SAT, l_{rotor} , é dado por

$$l_{penet} = \frac{pen}{100} \times \frac{l_{rotor}}{4}. \quad (5.8)$$

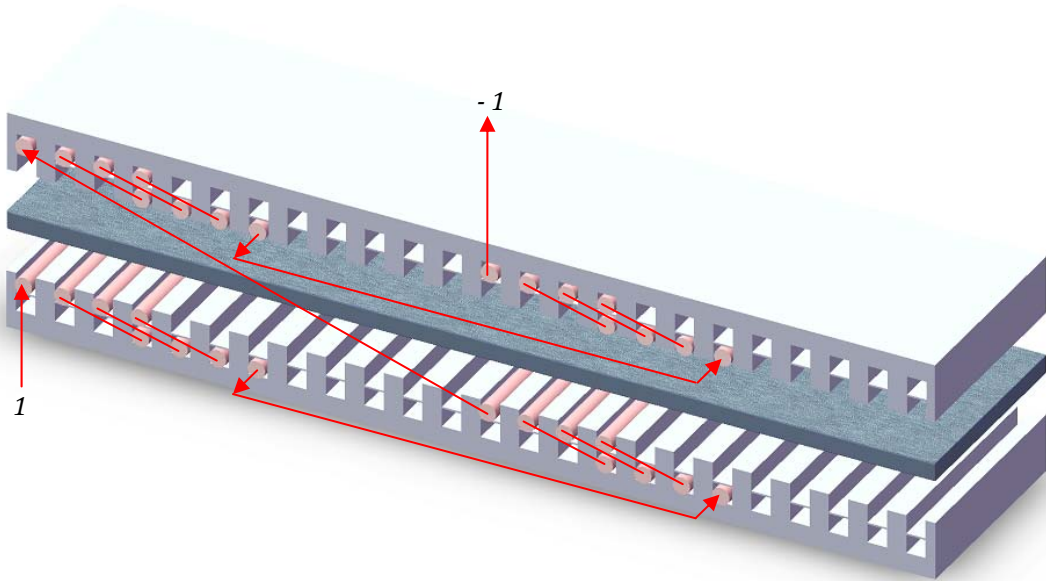


Figura 5.7: Detalhe da alimentação da fase A para o motor linear com semi-estator inferior e superior em série, considerando a configuração bipolar.

Por questões de simplificação considere-se inicialmente a análise individual da fase 1, detalhada na Figura 5.7. Como é possível observar, este sistema é composto por dois conjuntos de bobinas, ou seja, oito sistemas de bobinas, contudo, para a topologia de condutores considerada, a bobina apresenta uma inclinação, face ao eixo das abcissas, devido a se considerar, para a máquina em estudo, enrolamentos de dupla camada. Como

verificado anteriormente, o elemento supercondutor é composto por 3 áreas “úteis” onde são criadas correntes, como detalhado na Figura 5.8.

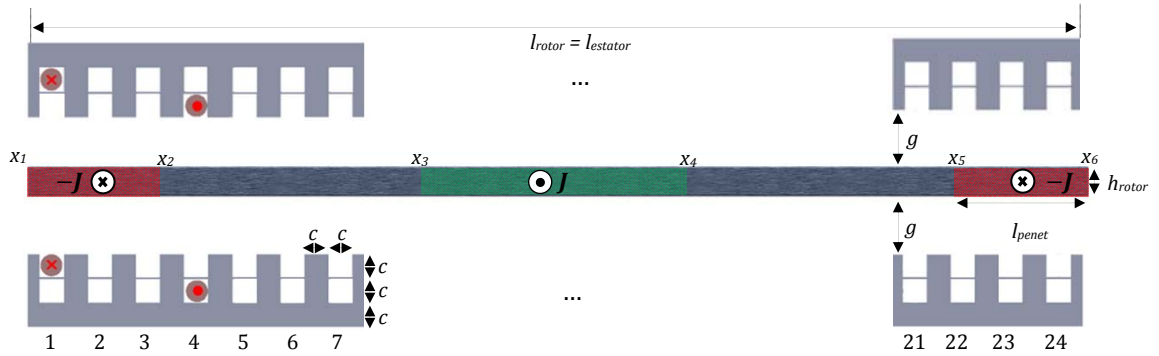


Figura 5.8: Detalhe para o cálculo das forças do primeiro condutor de ida e de volta do primeiro conjunto de bobinas da fase 1 do caso em estudo, considerando a configuração bipolar e uma profundidade de penetração l_{penet} .

O rotor, em relação a um referencial com origem no vértice inferior esquerdo do bloco SAT, encontra-se, pela Figura 5.8, definido pelos valores das abscissas dados na Tabela 5.1.

Tabela 5.1: Valores das abscissas para o bloco SAT, com o vértice inferior esquerdo na origem.

X_1	X_2	X_3	X_4	X_5	X_6
0	l_{penet}	$\frac{l_{rotor}}{2} - l_{penet}$	$\frac{l_{rotor}}{2} + l_{penet}$	$l_{rotor} - l_{penet}$	l_{rotor}

Considere-se inicialmente a análise do primeiro condutor de **ida** do primeiro conjunto de condutores da fase 1 do semi-estator inferior, como detalhado na Figura 5.9. Assim, para a alimentação considerada e pela interação com as densidades de correntes consideradas no elemento SAT, as forças desenvolvidas nas áreas A, B e C e no elemento SAT para este condutor, de acordo com (5. 5), são as indicadas em (5. 9) - (5. 11), estando ilustradas em Figura 5.14.

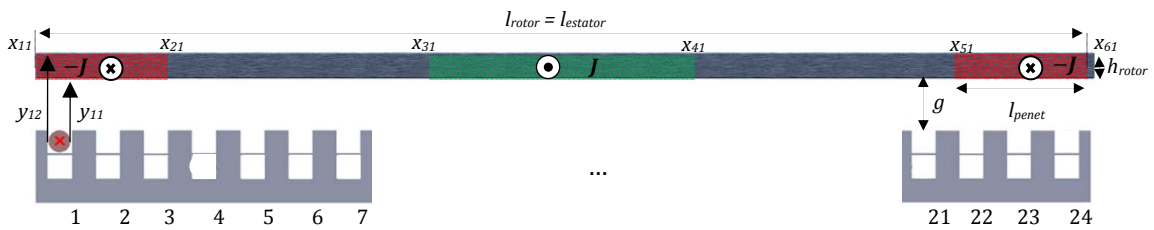


Figura 5.9: Detalhe do cálculo das forças para o primeiro condutor de **ida** do primeiro conjunto de condutores da fase 1 do semi-estator inferior relativo ao caso em estudo, considerando a configuração bipolar e uma penetração l_{penet} .

$$F_{1i,1A} = F_{1ix,1A} + F_{1iy,1A} \begin{cases} F_{1ix,1A} = -\frac{\mu_0 \cdot N \cdot l_z \cdot (-I) \cdot (-J_z)}{4\pi} \int_{x_{11}}^{x_{21}} \int_{y_{11}}^{y_{12}} \frac{x}{x^2 + y^2} dy dx \hat{x} \\ F_{1iy,1A} = -\frac{\mu_0 \cdot N \cdot l_z \cdot (-I) \cdot (-J_z)}{4\pi} \int_{y_{11}}^{y_{12}} \int_{x_{11}}^{x_{21}} \frac{y}{x^2 + y^2} dx dy \hat{y} \end{cases} \quad (5.9)$$

$$F_{1i,1B} = F_{1ix,1B} + F_{1iy,1B} \begin{cases} F_{1ix,1B} = -\frac{\mu_0 \cdot N \cdot l_z \cdot (-I) \cdot J_z}{4\pi} \int_{x_{31}}^{x_{41}} \int_{y_{11}}^{y_{12}} \frac{x}{x^2 + y^2} dy dx \hat{x} \\ F_{1iy,1B} = -\frac{\mu_0 \cdot N \cdot l_z \cdot (-I) \cdot J_z}{4\pi} \int_{y_{11}}^{y_{12}} \int_{x_{31}}^{x_{41}} \frac{y}{x^2 + y^2} dx dy \hat{y} \end{cases} \quad (5.10)$$

$$F_{1i,1C} = F_{1ix,1C} + F_{1iy,1C} \begin{cases} F_{1ix,1C} = -\frac{\mu_0 \cdot N \cdot l_z \cdot (-I) \cdot (-J_z)}{4\pi} \int_{x_{51}}^{x_{61}} \int_{y_{11}}^{y_{12}} \frac{x}{x^2 + y^2} dy dx \hat{x} \\ F_{1iy,1C} = -\frac{\mu_0 \cdot N \cdot l_z \cdot (-I) \cdot (-J_z)}{4\pi} \int_{y_{11}}^{y_{12}} \int_{x_{51}}^{x_{61}} \frac{y}{x^2 + y^2} dx dy \hat{y} \end{cases} \quad (5.11)$$

Os valores das constantes de integração, em função do número de fases, $nfases$, e do número de bobinas por fase, n_bob_fase , estão detalhados na Tabela 5.2, estando A definida em (5.12).

Tabela 5.2: Valores de integração para o cálculo das forças do primeiro condutor de ida do primeiro conjunto de bobinas da fase 1.

x_{11}	x_{21}	x_{31}	x_{41}	x_{51}	x_{61}	y_{11}	y_{12}
$x_1 - A$	$x_2 - A$	$x_3 - A$	$x_4 - A$	$x_5 - A$	$x_6 - A$	$g + \frac{c}{2}$	$g + \frac{c}{2} + h_{rotor}$

$$A = \left(\left(\frac{n_bob_fase}{2} - 1 \right) \times 2c \right) - (nfases - 1) \times c \times n_bob_fase - c \quad (5.12)$$

Para o primeiro condutor de **volta** do primeiro conjunto de condutores da fase 1, detalhado na Figura 5.10, os cálculos são idênticos aos anteriores, indicados em (5.13) - (5.15). É de salientar que se tem que realizar a alteração de referencial, e por isso, a alteração das variáveis de integração. Para este caso, os valores das constantes de integração estão detalhados na Tabela 5.3.

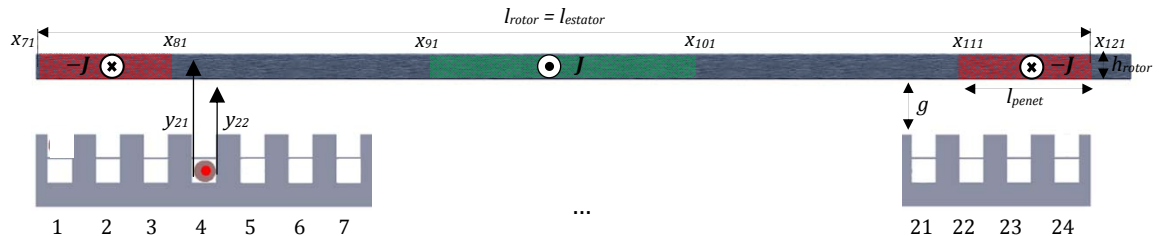


Figura 5.10: Detalhe do cálculo das forças para o 1º condutor de **volta** do primeiro conjunto de condutores da fase 1 do caso em estudo, considerando a configuração bipolar e uma penetração l_{penet} .

$$F_{1i,2A} = F_{1ix,2A} + F_{1iy,2A} \begin{cases} F_{1ix,2A} = -\frac{\mu_0 \cdot N \cdot l_z \cdot I \cdot (-J_z)}{4\pi} \int_{x_{71}}^{x_{81}} \int_{y_{21}}^{y_{22}} \frac{x}{x^2 + y^2} dy dx \hat{x} \\ F_{1iy,2A} = -\frac{\mu_0 \cdot N \cdot l_z \cdot I \cdot (-J_z)}{4\pi} \int_{y_{21}}^{y_{22}} \int_{x_{71}}^{x_{81}} \frac{y}{x^2 + y^2} dx dy \hat{y} \end{cases} \quad (5.13)$$

$$F_{1i,2B} = F_{1ix,2B} + F_{1iy,2B} \begin{cases} F_{1ix,2B} = -\frac{\mu_0 \cdot N \cdot l_z \cdot I \cdot J_z}{4\pi} \int_{x_{91}}^{x_{101}} \int_{y_{21}}^{y_{22}} \frac{x}{x^2 + y^2} dy dx \hat{x} \\ F_{1iy,2B} = -\frac{\mu_0 \cdot N \cdot l_z \cdot I \cdot J_z}{4\pi} \int_{y_{21}}^{y_{22}} \int_{x_{91}}^{x_{101}} \frac{y}{x^2 + y^2} dx dy \hat{y} \end{cases} \quad (5.14)$$

$$F_{1i,2C} = F_{1ix,2C} + F_{1iy,2C} \begin{cases} F_{1ix,2C} = -\frac{\mu_0 \cdot N \cdot l_z \cdot I \cdot (-J_z)}{4\pi} \int_{x_{111}}^{x_{121}} \int_{y_{21}}^{y_{22}} \frac{x}{x^2 + y^2} dy dx \hat{x} \\ F_{1iy,2C} = -\frac{\mu_0 \cdot N \cdot l_z \cdot I \cdot (-J_z)}{4\pi} \int_{y_{21}}^{y_{22}} \int_{x_{111}}^{x_{121}} \frac{y}{x^2 + y^2} dx dy \hat{y} \end{cases} \quad (5.15)$$

Tabela 5.3: Valores de integração para o cálculo das forças do primeiro condutor de volta do primeiro conjunto de bobinas da fase 1.

x_{71}	x_{81}	x_{91}	x_{101}	x_{111}	x_{121}	y_{22}	y_{21}
$x_{11} - 6c$	$x_{21} - 6c$	$x_{31} - 6c$	$x_{41} - 6c$	$x_{51} - 6c$	$x_{61} - 6c$	$y_{12} + c$	$y_{11} + c$

Considerando os valores de integração indicados na Tabela 5.3, os parâmetros para o motor em estudo, indicados na Tabela 4.1, e as equações (5.9) - (5.15), podem calcular-se as forças para a alimentação da fase 1 do primeiro condutor do semi-estator inferior em relação às áreas A, B e C, $F_{1i,1A}$, $F_{1i,1B}$ e $F_{1i,1C}$, respectivamente e para o primeiro condutor de volta da fase 1 em relação às áreas A, B e C, $F_{1i,2A}$, $F_{1i,2B}$ e $F_{1i,2C}$. Estas estão representadas nas Figura 5.11 - Figura 5.14.

Da Figura 5.14 pode concluir-se que a alimentação da primeira espira da fase 1 com uma corrente de 8 A dá origem a uma força no elemento SAT que o colocará em movimento. Para os condutores do semi-estator superior as forças são obtidas de igual forma, sendo as constantes de integração das abcissas constantes e as das ordenadas passam a ser as detalhadas na Figura 5.15.

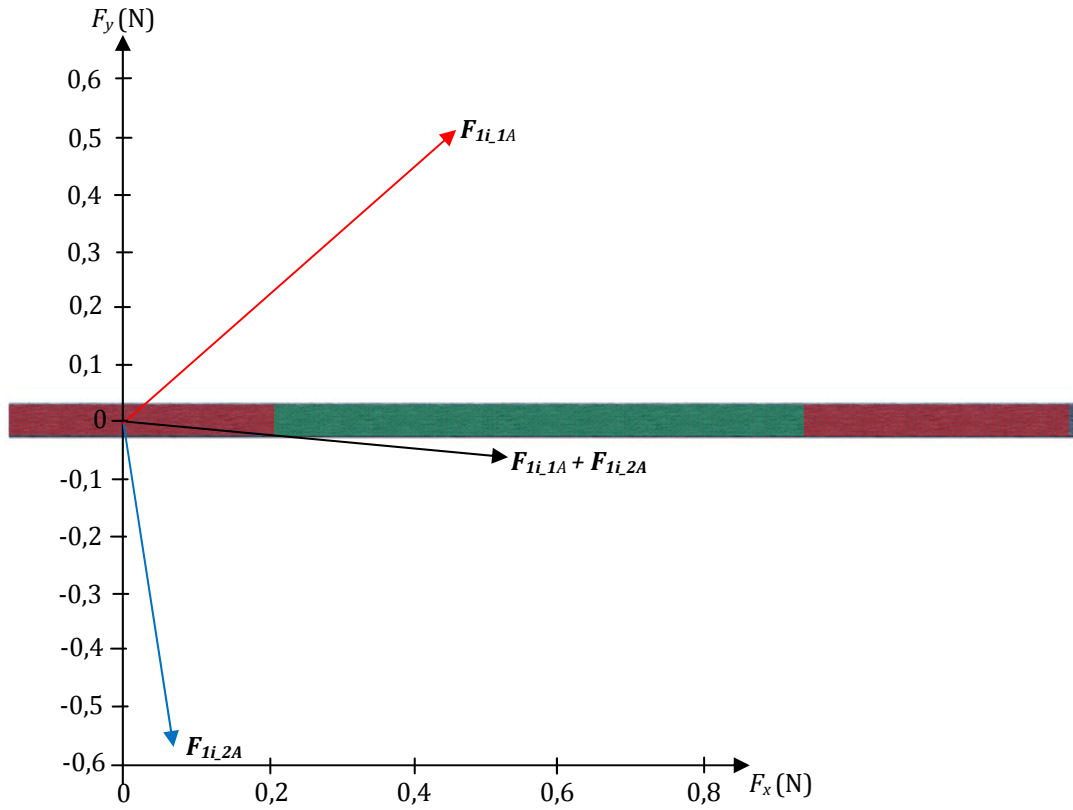


Figura 5.11: Detalhe das forças na área A devido à alimentação da primeira espira (condutor de ida e de volta) da primeira bobina da fase 1 do semi-estator inferior, considerando penetração de campo total no elemento SAT.

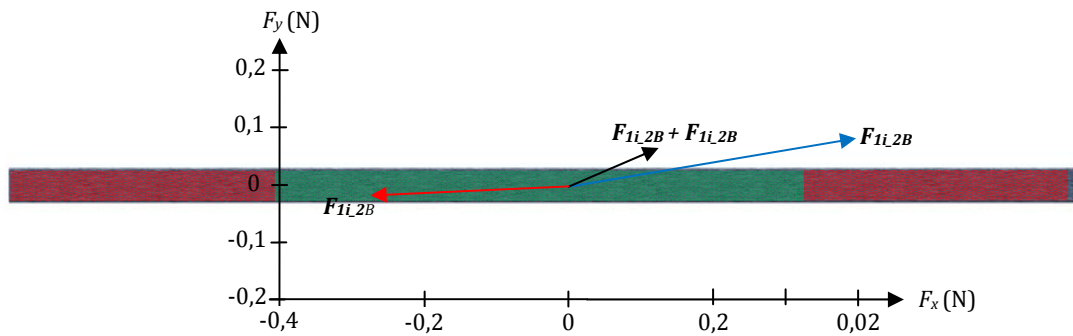


Figura 5.12: Detalhe das forças na área B devido à alimentação da primeira espira (condutor de ida e de volta) da primeira bobina da fase 1 do semi-estator inferior, considerando penetração de campo total no elemento SAT.

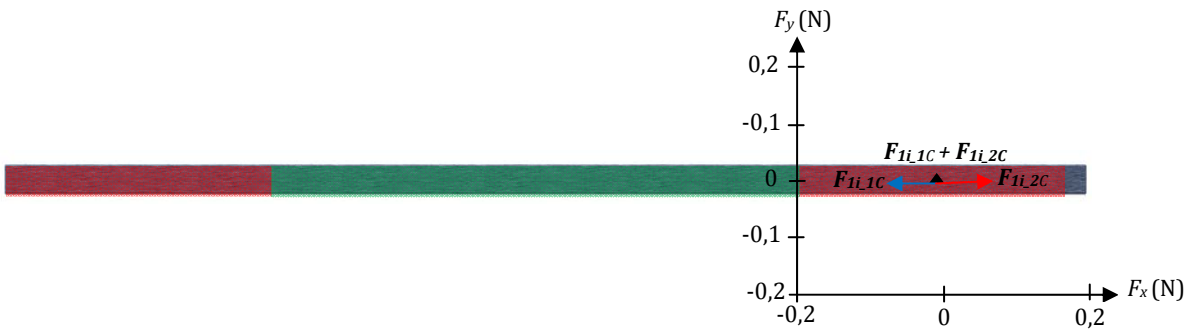


Figura 5.13: Detalhe das forças na área C devido à alimentação da primeira espira (condutor de ida e de volta) da primeira bobina da fase 1 do semi-estator inferior, considerando penetração de campo total no elemento SAT.

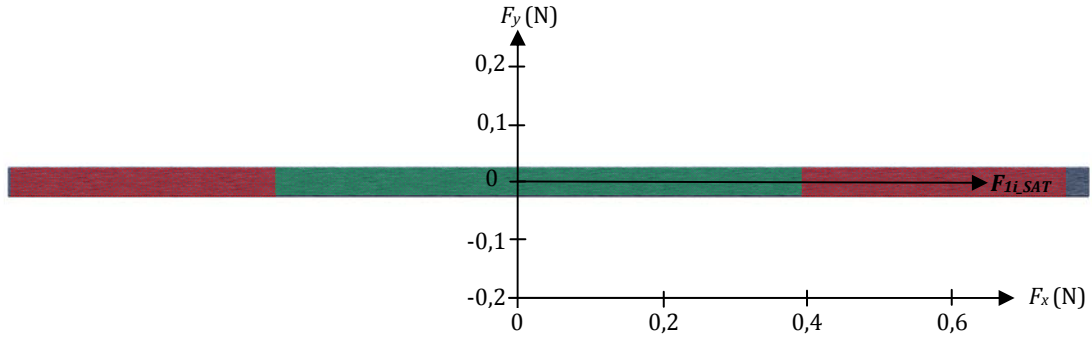


Figura 5.14: Detalhe das forças no elemento SAT devido à alimentação da primeira espira (condutor de ida e de volta) da primeira bobina da fase 1 do semi-estator inferior, considerando penetração de campo total no elemento SAT.

Seguindo o mesmo raciocínio, calcularam-se as forças obtidas para a alimentação da fase 1, 2 e 3 dos condutores do semi-estator inferior em relação às áreas A (F_{iA}), B (F_{iB}) e C (F_{iC}) e ao elemento SAT (F_{iSAT}), estando representados na Figura 5.16 e a força total no SAT (F_{SAT}), considerando a alimentação dos dois semi-estatores com configuração bipolar, como ilustrado na Figura 5.17.

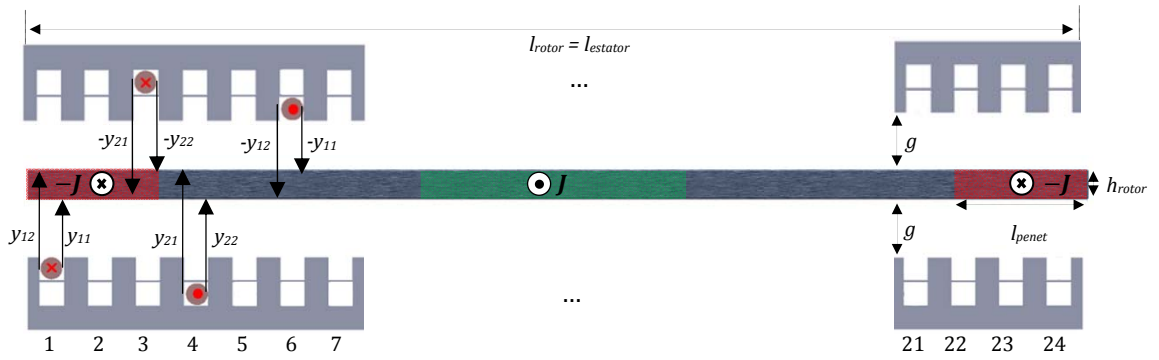


Figura 5.15: Detalhe para os valores de integração das ordenadas para o cálculo das forças dos condutores e ida e de volta do semi-estator superior, considerando a configuração bipolar e uma profundidade de penetração l_{penet} .

A análise das figuras permite concluir que as forças, F_{iSAT} , apresenta uma componente em y, que, para o caso em estudo deve ser ignorada já que o rotor está fixo axialmente, e uma componente em x, responsável pelo movimento do rotor (elemento supercondutor).

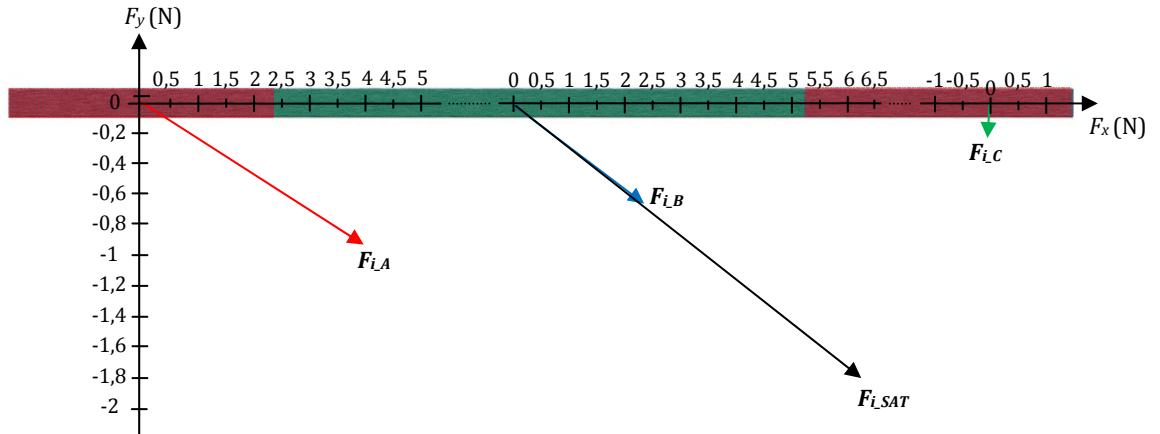


Figura 5.16: Detalhe das forças nas áreas A, B e C e no elemento SAT, devido à alimentação trifásica do semi-estator inferior, considerando configuração bipolar e penetração de campo total no elemento SAT.

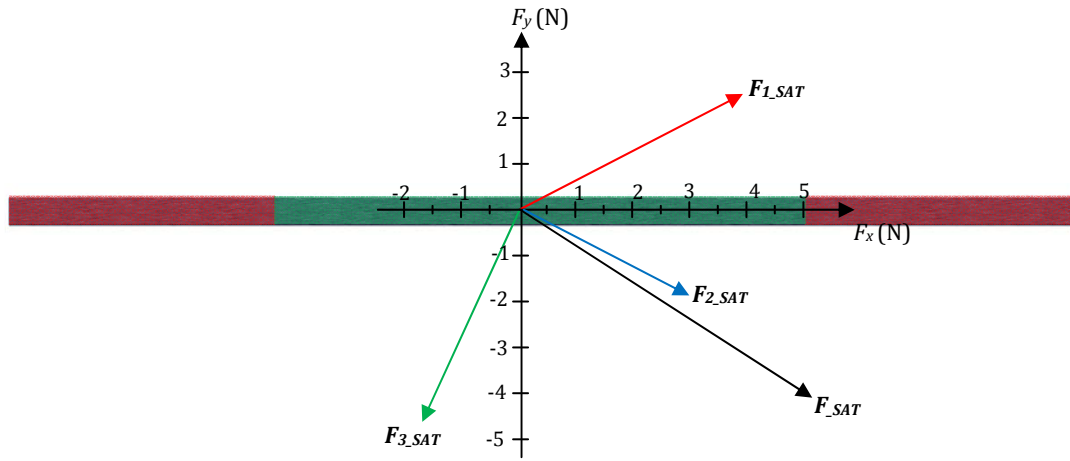


Figura 5.17: Detalhe das forças no elemento SAT, devido à alimentação trifásica dos semi-estatores, considerando configuração bipolar e penetração de campo total no elemento SAT.

No caso em estudo, os enrolamentos dos dois semi-estatores são alimentados com sinais harmónicos, como os indicados em (5. 16).

$$\begin{aligned} I_1 &= I_{MAX} \cdot \cos(2\pi \cdot f \cdot t) \\ I_2 &= I_{MAX} \cdot \cos\left(2\pi \cdot f \cdot t - \frac{2\pi}{3}\right) \\ I_3 &= I_{MAX} \cdot \cos\left(2\pi \cdot f \cdot t + \frac{2\pi}{3}\right) \end{aligned} \quad (5. 16)$$

Considerando somente a análise da componente longitudinal (em x) da força desenvolvida no elemento SAT, verifica-se que a injeção de uma corrente sinusoidal com uma frequência de 50 Hz nos enrolamentos da fase 1, com uma amplitude máxima de 8 A, por fase, considerando penetração total de campo no elemento SAT, dá origem a uma força com uma distribuição periódica com um módulo do valor médio de 1,9 N, com sentido contrário ao do crescimento de x, como ilustrado na Figura 5.18. É importante verificar que, como verificado no Modelo de Bean, aquando da inversão dos semi-ciclo de corrente, a força tem que trocar de sinal, devido à direcção do campo aplicado se inverter.

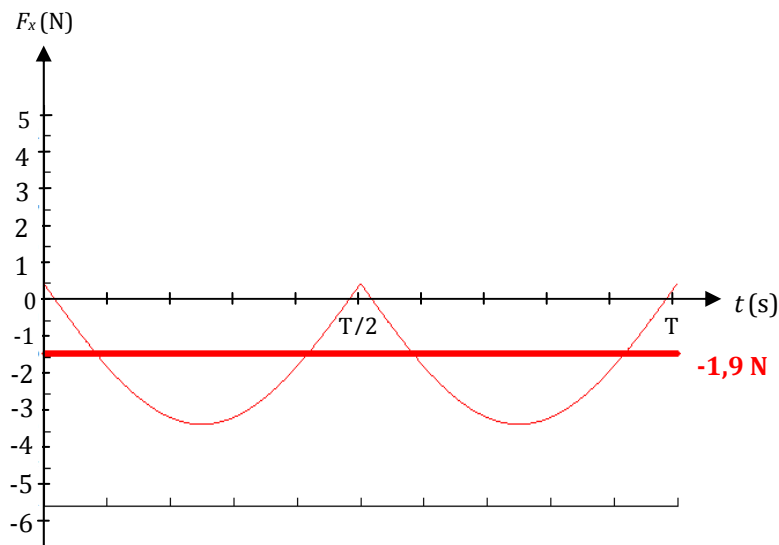


Figura 5.18: Evolução temporal da força no elemento SAT devido à alimentação da fase 1 do semi-estator inferior e superior, com configuração bipolar para uma penetração total de campo no elemento SAT e respectivo valor médio.

De igual forma, a análise da alimentação das outras fases dá origem a forças diferentes, como as indicadas na Figura 5.19, com um valor médio de 1,63 N e 0,61 N para a fase 2 e 3, respectivamente.

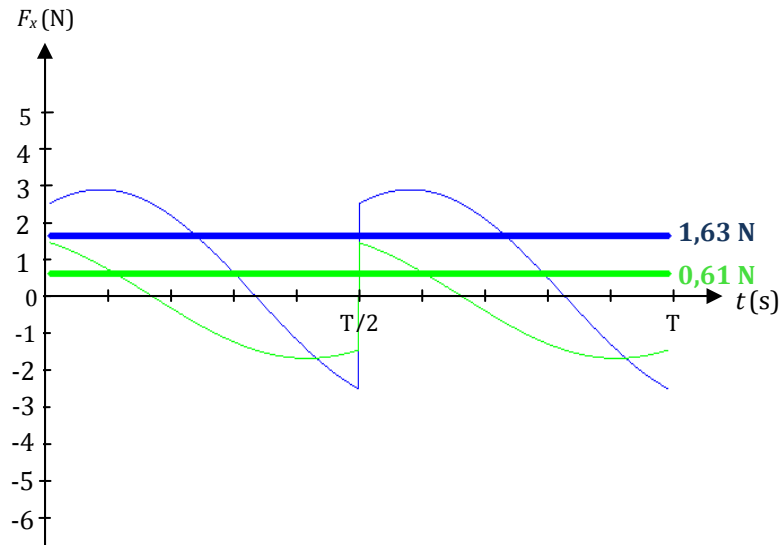


Figura 5.19: Evolução temporal da força no elemento SAT devido à alimentação da fase 2, à esquerda, e da fase 3, à direita, do semi-estator inferior e superior, com configuração bipolar para uma penetração total de campo no elemento SAT e respectivo valor médio.

A soma das três componentes dá origem a uma força “trifásica” total de valor médio de 1,41 N, como indicado na Figura 5.20.

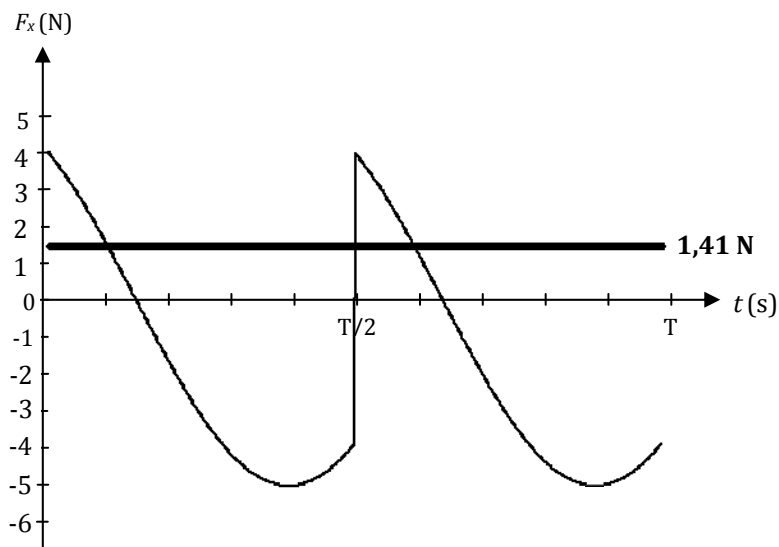


Figura 5.20: Evolução temporal da força no elemento SAT devido à alimentação da fase 1, 2 e 3 do semi-estator inferior e superior, com configuração bipolar para uma penetração total de campo no elemento SAT e respectivo valor médio.

Da análise realizada anteriormente pode concluir-se que o motor linear com o circuito de excitação dimensionado e com o rotor SAT desenvolve força que o coloca em movimento. Sendo o motor em disco uma variante do motor linear, pode concluir-se que neste se desenvolverá um binário que colocará o rotor a girar.

5.2 – Análise pelo Método dos Elementos Finitos

Após a verificação, no sub-capítulo anterior pela obtenção numérica das forças desenvolvidas no rotor SAT, que o sistema de excitação impõe movimento no rotor, utilizou-se um programa de simulação numérica que usa métodos de algoritmos baseados em elementos finitos com o objectivo de realizar a análise dinâmica do motor.

O programa de simulação utilizado para o desenvolvimento do presente trabalho foi o Flux2D. Este é um programa de simulação numérica que usa métodos de algoritmos baseados em elementos finitos permitindo a análise magnética, eléctrica ou térmica para regimes estáticos, transitórios e harmónicos, com análise multi-paramétrica, circuitos eléctricos de acoplamento e cinemática. Como solução usa toda a base da electrotecnia e electromagnetismo associados às máquinas eléctricas (equações de Maxwell) bem como a termodinâmica. Devido à dificuldade da solução simultânea das equações utilizadas na procura de solução, o método computacional é dividido em um conjunto de módulos em cadeia, cada um responsável por resolver um determinado tipo de problema.

O Flux2D é desenvolvido em pelo laboratório G2ELab¹ e distribuído pela empresa CEDRAT S.A.², com sede em França.

5.1.1 – Topologia

A modelização e análise do motor em estudo foram realizadas usando o programa comercial, baseado em algoritmos de elementos finitos, Flux2D®. Este é um programa de análise a duas dimensões, pelo que a modelização do motor em disco se encontra limitada. Assim, o motor foi linearizado, como ilustrado na Figura 5.21. Além da referida limitação, é de notar que a profundidade de análise coincide com a profundidade do rotor em blocos de YBCO multi-semente, só sendo contabilizado o comprimento activo dos condutores da armadura correspondente a essa dimensão, desprezando o efeito das “cabeças” das bobinas de magnetização.

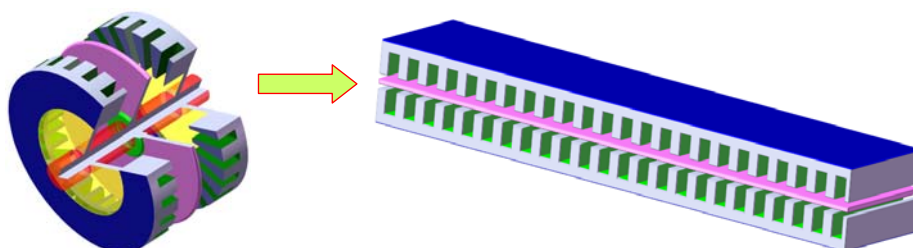


Figura 5.21: Linearização do motor em disco estudado.

¹ <http://www.g2elab.grenoble-inp.fr/> (Nov 2012)

² <http://www.cedrat.com/> (Nov 2012)

Por se tratar de um programa baseado em algoritmos finitos, os resultados advêm de complexos cálculos matemáticos processados computacionalmente. Desta forma, quanto maior for o sistema em análise, maior será o detalhe necessário para a computação o que implica um complexo sistema de cálculos com o tempo de simulação a depender, fortemente, do computador utilizado, da complexidade do sistema e da precisão dos resultados pretendida. Assim, optou-se por simular um motor mais pequeno através da escalação de todas as medidas do motor linearizado em estudo, com um factor de 0,389, como indicado na Tabela 4.1.

Após a definição das quantidades geométricas do motor a estudar, foi projectada a geometria deste, de acordo com o programa em uso, encontrando-se na Figura 5.22.

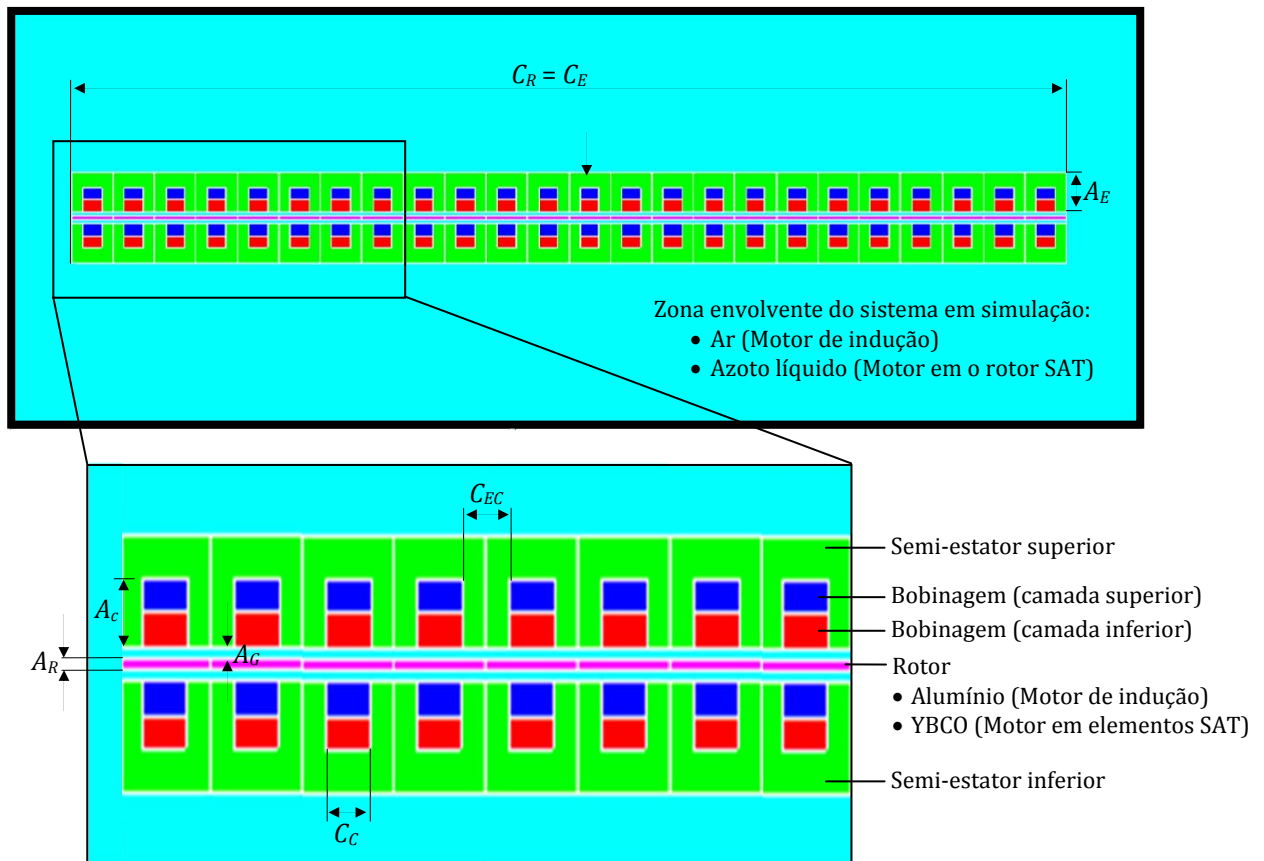


Figura 5.22: Detalhe da geometria considerada para o motor em disco simulado.

Após a definição geométrica do motor, foi escolhida a malha de análise, característica dos algoritmos de elementos finitos. A definição da malha está intrinsecamente ligada à precisão obtida nos resultados, sendo directamente proporcional à densidade de elementos por região, em que maior densidade de elementos de análise implica melhor definição na análise electromagnética. Por se querer estudar e compreender a conversão neste tipo de motor, as principais áreas de análise centram-se no rotor e no entreferro,

como é possível verificar na Figura 5.23. Tal deve-se ao facto de ser as áreas onde se verifica movimento relativo do rotor e onde se procuram conhecer os comportamentos electromagnéticos verificados no rotor, quer alumínio, quer material SAT.

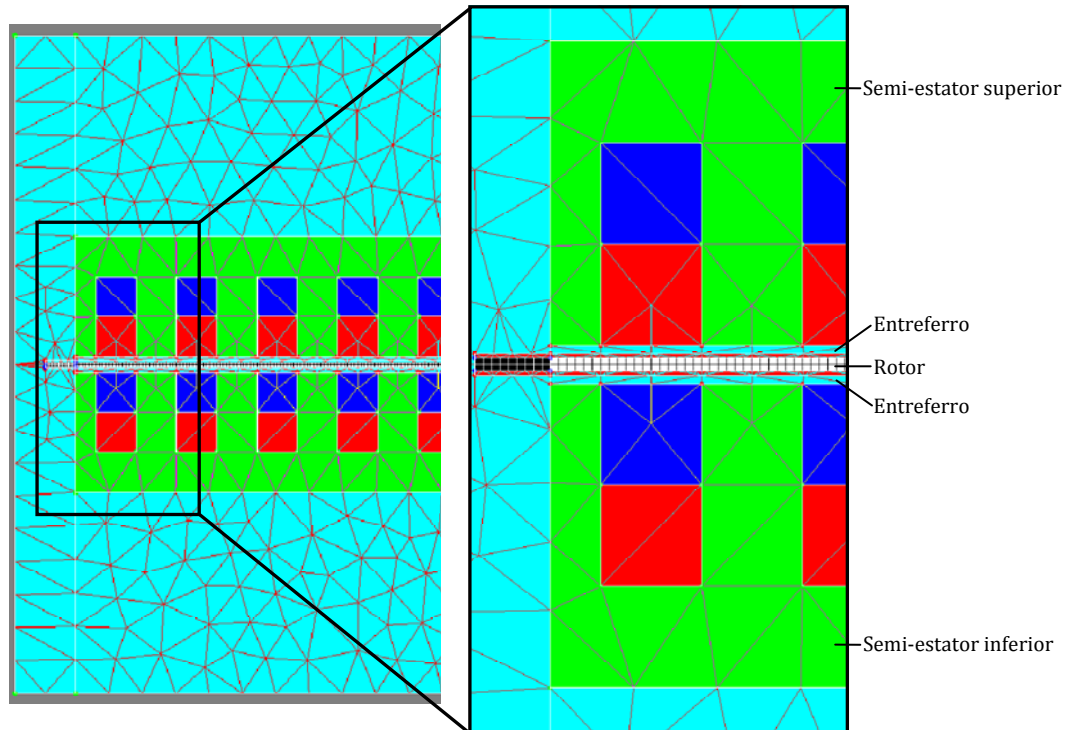


Figura 5.23: Detalhe da definição da malha de análise considerada para a simulação do motor em estudo.

No sistema foram definidas 5 regiões, identificadas por cores distintas, nomeadamente:

1. **Ar exterior**, identificado com o azul-turquesa, que é o meio físico no qual se encontra o motor, sendo definido como ar (vácuo), para o caso de simulações do motor em disco de indução, ou azoto líquido, no caso do motor com o rotor SAT. Para ambos os casos foi considerada a permeabilidade magnética relativa do ar ($\mu_0 = 4\pi \times 10^{-7} \text{ H} \cdot \text{m}^{-1}$).
2. **Estator**, constituído pelos dois semi-estatores em material ferromagnético convencional de grão orientado e identificado com a cor verde. O material ferromagnético considerado foi um ferro não linear com uma resistividade $\rho = 0,017 \times 10^{-6} \Omega \cdot \text{m}^{-1}$ FERRO e com a característica de magnetização ilustrada na Figura 5.24, com uma indução magnética de saturação de 2,1 T.

3. **Rotor**, sendo a parte móvel do motor, identificada com a cor lilás, em alumínio para o caso do motor de indução ou YBCO para o caso do motor com o rotor SAT.

Para o motor de indução simulado o alumínio foi parametrizado com uma resistividade de $\rho_{Al} = 0,006256 \times 10^{-6} \Omega \cdot m^{-1}$ à temperatura de $-196,15^\circ C$ (77Kelvin) para um coeficiente térmico $\alpha_T = 0,0036 (^\circ C)^{-1}$ ³, temperatura ambiente de $20^\circ C$ e uma resistividade à temperatura ambiente⁴ de $\rho_0 = 0,0284 \times 10^{-6} \Omega \cdot m^{-1}$, e Contudo, nos materiais SAT a resistividade eléctrica não é linear. Assim, no programa de elementos finitos esta é definida com base na lei de potenciação campo eléctrico – densidade de corrente E-J (*E-J power law*), indicada em (5. 17). Nesta, J_c é a densidade de corrente crítica do material SAT, E_c campo eléctrico crítico, n é um expoente e ρ_0 representa uma resistividade adicional. A relação entre a densidade de campo de indução magnética, B , e a densidade de corrente inicial, J_{c0} , é calculada com base na expressão de Kim-Anderson, (5. 18), sendo B_0 e B_1 são densidade de indução magnética (em T).

$$\rho(E, B) = \frac{E_c^{\frac{1}{n(B)}}}{J_c(B)} |E|^{\frac{n(B)-1}{n(B)}} + \rho_0 \quad (5. 17)$$

$$J_c(B) = \frac{J_{c0}}{1 + \frac{B}{B_0}}; n(B) = \frac{n_0}{1 + \frac{B}{B_1}} \quad (5. 18)$$

De acordo com o fornecedor do programa, os valores densidade de corrente, J_{c0} , o expoente, n_c e a indução B_0 devem encontrar-se dentro de determinados intervalos de forma a obter resultados fiáveis nas simulações numéricas com supercondutores ($10 \text{ kA} \cdot \text{cm}^{-2} \leq J_{c0} \leq 100 \text{ kA} \cdot \text{cm}^{-2}$, $1 \leq n_c \leq 50$, $B_0 > 0$ e $B_1 > 0$). A caracterização do SAT YBCO foi realizada usando os valores do fabricante, indicados no Anexo C, e de acordo com informação disponibilizada pelo fornecedor do programa de simulação, encontrando-se detalhados na Tabela 5.4.

³ http://efisica.if.usp.br/eletricidade/basico/corrente/var_resist_temperatura/ (09/2012)

⁴ <http://edufer.free.fr/026.html> (09/2012)

Tabela 5.4: Parâmetros do motor em estudo para modelização no programa de elementos finitos.

Designação	Sigla	Valor	Unidades
Campo eléctrico crítico	E_c	10^{-4}	$V \cdot m^{-1}$
Densidade de corrente crítica	J_{c0}	$4,4 \times 10^7$	$A \cdot m^{-2}$
Indução	$B_0 = B_1$	10^6	T
Expoente	n	15	
Resistividade adicional	ρ_0	10^{-13}	$\Omega \cdot m^{-1}$

4. **Entreferro**, como meio de ligação magnética entre o rotor e os semi-estatores, de características e cor idênticas ao **ar exterior**.
5. **Bobinas**, definidas com cobre e consideradas 48 por semi-estator (24 da camada superior e 24 da camada inferior), identificadas com a cor azul-escuro (camada superior) e vermelho (camada inferior). Por questões de simplificação de simulação, foi considerado um condutor de cobre equivalente aos 66 dimensionados, por bobina. A parametrização do cobre foi realizada com uma resistividade eléctrica de $\rho_{Cu20} = 0,01786 \times 10^{-6} \Omega \cdot m^{-1}$, para o motor de indução (temperatura de 20 °C) e $\rho_{Cu77K} = 0,0134 \times 10^{-6} \Omega \cdot m^{-1}$, para o motor com supercondutores, a operar à temperatura do azoto líquido (77 K).

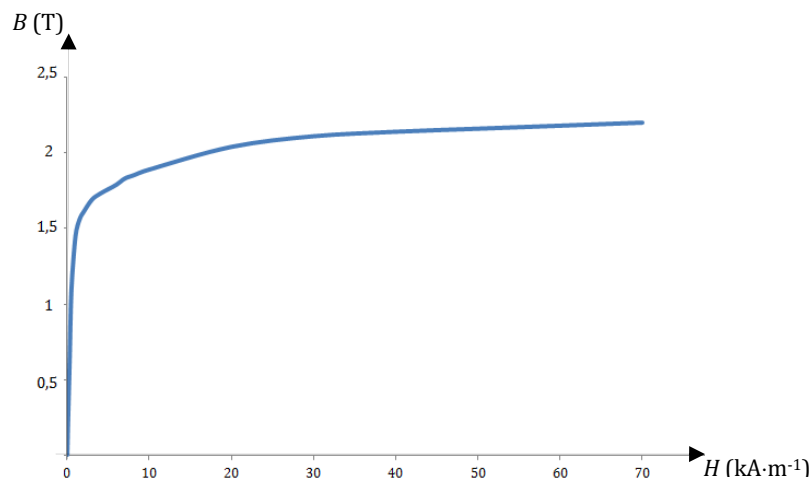


Figura 5.24: Curva B-H do ferro não linear considerado para a simulação do motor em estudo.

A alimentação do sistema a simular foi desenvolvida usando a ferramenta específica do programa de simulação “*ElectriFlux*”. Esta ferramenta define o circuito de alimentação baseado em fontes de tensão ou de corrente através de elementos específicos para interligação com a geometria definida. Para as bobinas indicadas na Figura 5.22 a interligação é garantida através de condutores de bobinas (*coil conductor*) que têm que ser

“orientados” de acordo com o sentido de “circulação” de corrente para os elementos de ida e de volta, como detalhado na Figura 5.25. A alimentação dos semi-estatores dos motores em estudo foi realizada por meio de fontes de corrente I1, I2 e I3, definidas em (5. 16), sendo I_{MAX} o módulo da corrente injectada, considerado 1,2 A, f a frequência, considerada 50 Hz e t o tempo. É de notar que a fonte de corrente referente à fase 2 se encontra orientada inversamente à fase A e C de modo a se ter A -B C -A B -C.

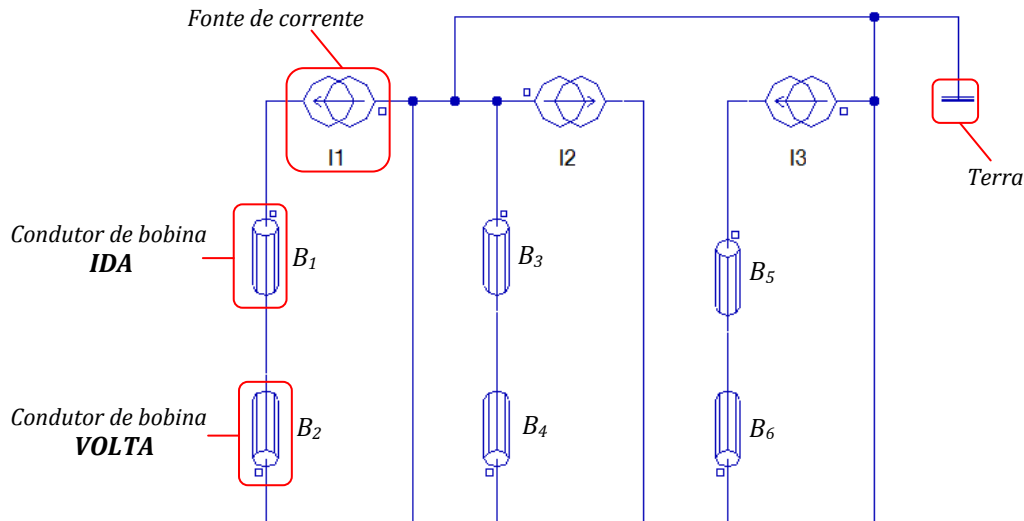


Figura 5.25: Detalhe do circuito de alimentação considerado para a simulação dos motores em estudo.

5.1.2 – Análise dos Resultados em Situação Magnetostática

Inicialmente realizou-se simulações em situação magnetoestática com o principal objectivo de obter uma primeira análise do projecto em simulação. Estas, não tendo dinâmica associada, apresentam tempos de computação muito reduzidos e permitem estabelecer as primeiras conclusões na análise dos sistemas electromecânicos em estudo.

Considerando uma determinada amplitude de corrente imposta, verificou-se que as configurações eléctricas consideradas na Figura 5.25 dão origem à configuração polar pretendida. Tal é possível verificar pelas Figura 5.26, Figura 5.27 e Figura 5.28 onde é possível observar em *a)* a distribuição da indução magnética ao longo do entreferro e em *b)* a distribuição das linhas de fluxo magnético que se estabelecem nos semi-estatores, podendo verificar-se 1, 2 e 4 pares de pólos. Da análise mais detalhada da distribuição espacial da indução magnética ao longo do entreferro é possível verificar que este apresenta harmónicas de dentaduras características deste tipo de semi-estatores com cavas abertas.

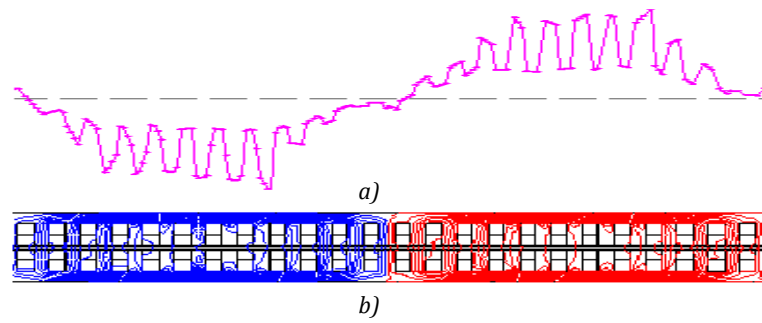


Figura 5.26: Características magnético-estáticas obtidas para a configuração bipolar - a) distribuição espacial da indução magnética no entreferro e b) linhas de fluxo nos semi-estatores.

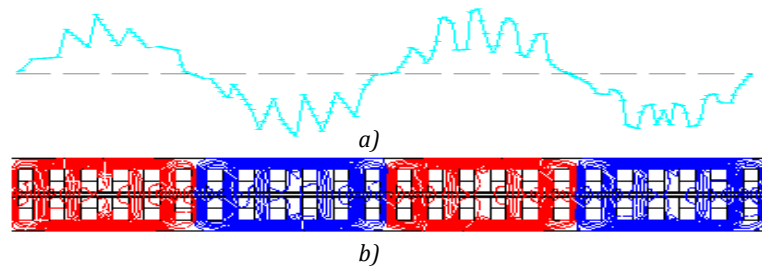


Figura 5.27: Características magnético-estáticas obtidas para a configuração tetrapolar - a) distribuição espacial da indução magnética no entreferro e b) linhas de fluxo nos semi-estatores.

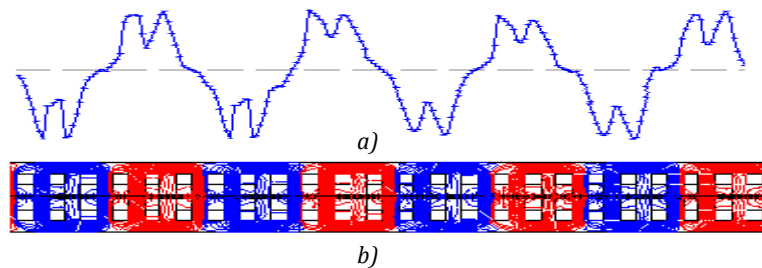


Figura 5.28: Características magnético-estáticas obtidas para a configuração octopolar - a) distribuição espacial da indução magnética no entreferro e b) linhas de fluxo nos semi-estatores.

Como referido anteriormente no capítulo 4 - Dimensionamento, os motores em estudo são de fluxo axial com os semi-estatores convencionais com enrolamentos em cobre e núcleo ferromagnético, pelo que, quer para a máquina convencional quer para a máquina supercondutora, as ligações eléctricas são as mesmas, obtendo-se as mesmas configurações.

5.1.3 – Análise em Situação de Transitório e Regime Permanente

Com o objectivo de obter as características electromagnéticas dinâmicas dos motores em disco com o rotor em alumínio e com o rotor SAT e de prever o comportamento destes em funcionamento, foram realizadas simulações dos motores lineares em regime transitório e em regime permanente.

De modo a aproximar a simulação do motor linear ao motor em disco, foram definidas linhas de periodicidade nos extremos das geometrias de modo a considerar o motor de comprimento infinito.

Do ponto de vista de conversão, como referido anteriormente, a alimentação trifásica considerada dá origem a um campo viajante que se estabelece no entreferro entre os semi-estatores que vai magnetizar o rotor. A interação do campo viajante do estator e o campo magnético “induzido” no rotor dá origem a uma força longitudinal F , que coloca o rotor em movimento com uma velocidade linear v . É importante notar que como a geometria em simulação é linear, nesta não se desenvolve binário mas sim em força de deslocamento, que se garante unicamente longitudinal de modo a simular o motor em disco considerado.

Como verificado anteriormente, num motor linear a velocidade do campo viajante, ou velocidade de sincronismo, v_{sync} , é proporcional ao dobro do produto do passo polar pela frequência. Uma vez que o passo polar depende da configuração polar considerada para os semi-estatores, como indicado em (5. 19), então a velocidade mecânica de sincronismo fica também dependente do número de par de pólos, como indicado em (5. 20).

$$\tau(p) = \frac{C_E}{2p} \quad (5. 19)$$

$$v(p) = \frac{C_E \cdot f}{p} \quad (5. 20)$$

Assim, para o caso da geometria em estudo com um comprimento do estator de $C_E = 0,192$ m e para uma frequência de alimentação considerada de 50 Hz, de acordo com (5. 20), as velocidades síncronas para 1, 2 e 4 pares de pólos vale $9,6 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$, $4,8 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$ e $2,4 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$, respectivamente, independentemente se o motor em simulação é o de indução ou com o rotor SAT.

Em simulação, os casos de estudo foram considerados inicialmente com os motores em vazio mecânico e depois com carga aplicada. É importante notar que foram considerados os binários de inércia do rotor. Sem qualquer carga aplicada, o motor com o rotor de alumínio exhibe o comportamento típico de um motor de indução, operando com um pequeno valor escorregamento. Contudo, o motor com o rotor SAT em regime permanente tende para a velocidade síncrona, apresentando-se como um motor síncrono, como ilustrado na Figura 5.29. Nesta, encontram-se ilustradas também as velocidades de sincronismo de referência para as várias configurações polares.

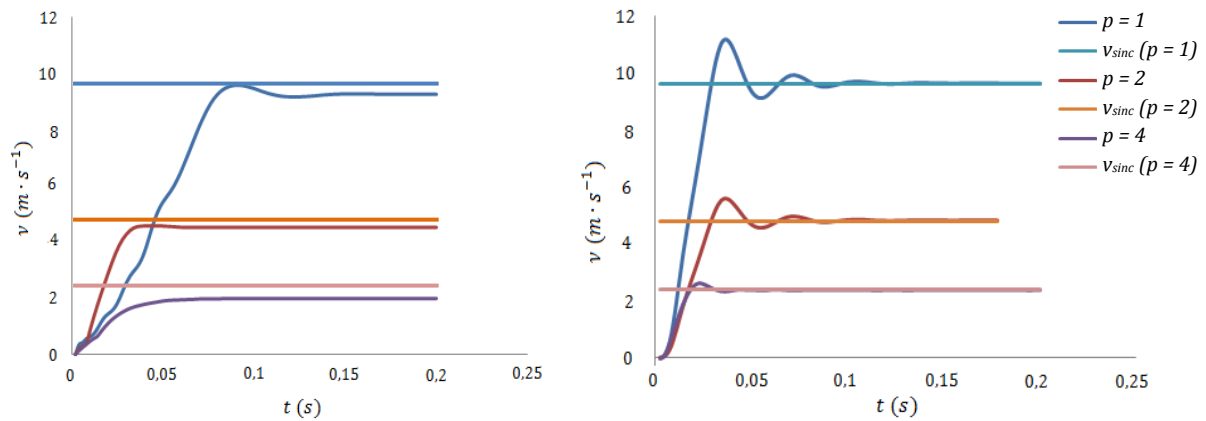


Figura 5.29: Velocidade, em função do tempo, obtida por simulação para o motor de indução (à esquerda) e com SAT (à direita) para 1, 2 e 4 pares de pólos, na condição de vazio mecânico.

Na evolução temporal da força, mostrada na Figura 5.30, é possível observar que, para ambos os motores arrancam, estabelecendo-se uma força que coloca o rotor em movimento. Daqui verifica-se que os motores com o rotor constituído por material SAT, mesmo sendo consideradas máquinas síncronas, apresentam a capacidade de arrancar sozinhas, ao contrário da maioria das máquinas síncronas, que têm que ser arrancadas recorrendo a métodos específicos.

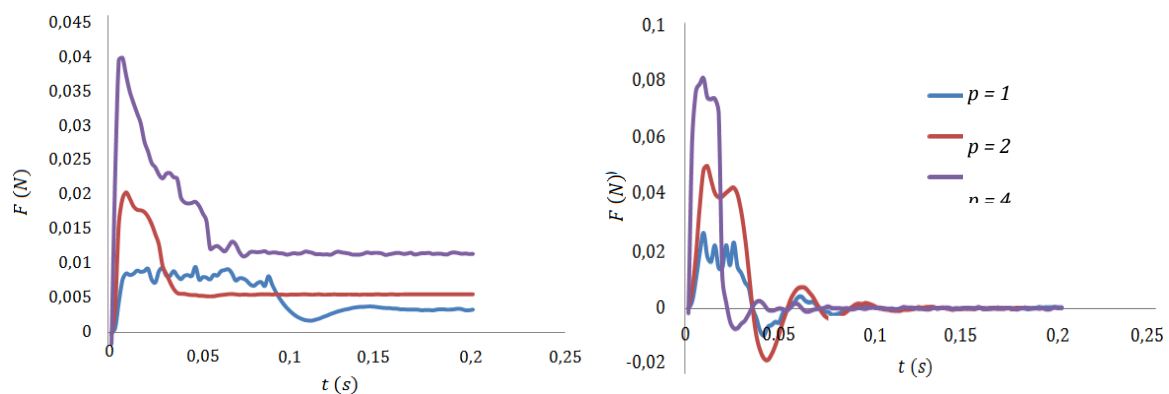


Figura 5.30: Evolução temporal da força obtida por simulação para 1, 2 e 4 pares de pólos para o motor convencional: (à esquerda) para o motor com SAT no rotor (à direita) em vazio mecânico.

No motor de indução, o arranque acontece por indução de correntes no alumínio que magnetizam o rotor, obrigando-o a seguir o campo viajante do estator. No caso do motor com o rotor SAT, o fenómeno é diferente. A grande variação de fluxo que o material SAT sente no arranque induz vórtices no material supercondutor, que transportam fluxo no interior, responsáveis pela magnetização do rotor. A variação do fluxo no interior do material, associada à dinâmica dos vórtices, dá origem a campos eléctricos. O produto dos campos eléctricos pela densidade de corrente que se estabelece no material como reacção ao campo indutor, dá origem a perdas de carácter resistivo, independentes do tempo,

designadas perdas de histerese. Estas perdas de histerese vão dar origem à força de perdas responsável pelo arranque do motor.

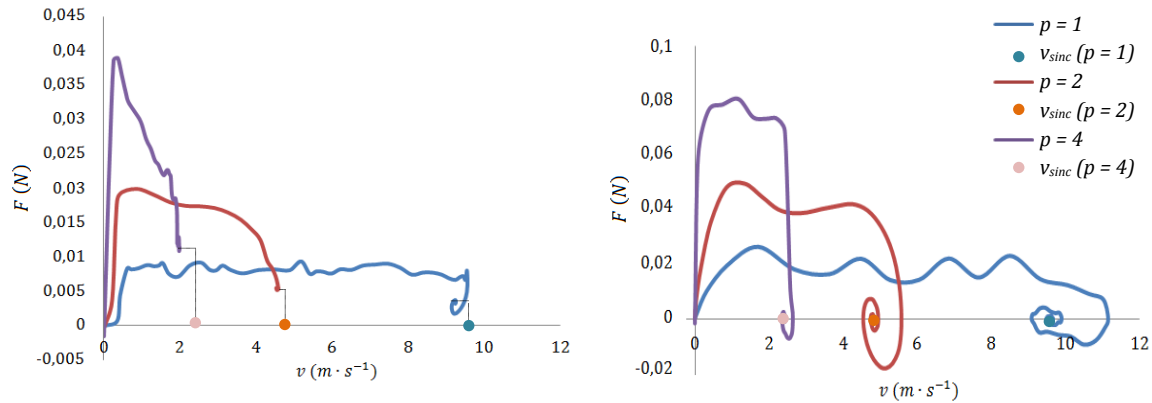


Figura 5.31: Características força em função velocidade obtida por simulação para 1, 2 e 4 pares de pólos para o motor convencional (à esquerda) e para o motor com SAT no rotor (à direita) em vazio mecânico.

Na Figura 5.31 pode comparar-se a evolução dinâmica da força desenvolvida no rotor em função da velocidade para o motor com o rotor em alumínio e em material SAT, em vazio mecânico. Neste é visível a grande diferença nos motores em regime permanente. Das figuras acima pode concluir-se que a força desenvolvida é proporcional ao número de pares de pólos, sendo mais evidente para o caso da característica do motor com o rotor SAT e que o motor com o rotor SAT apresenta valores de força desenvolvidos 2 a 3 vezes superiores ao motor com o rotor em alumínio, como referido na literatura.

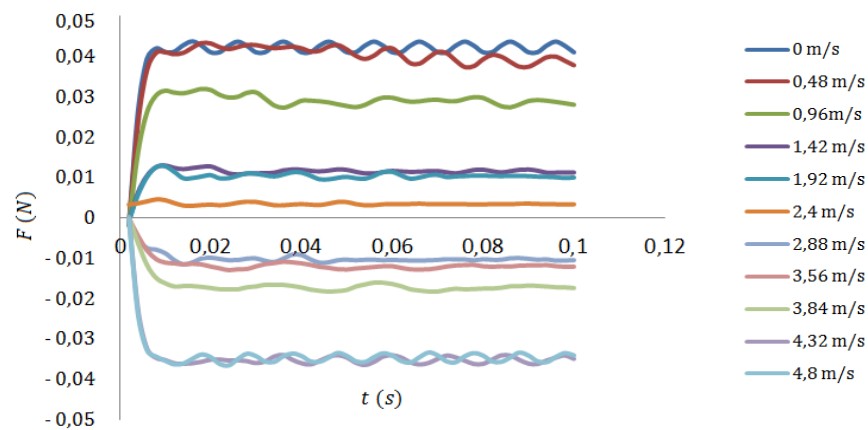


Figura 5.32: Evolução temporal da força do motor convencional com 4 pares de pólos para vários valores de velocidade imposta.

De modo a obter a característica estática da força em função da velocidade, foram realizadas simulações com imposição de velocidade aos motores em estudo. Estas encontram-se ilustradas na Figura 5.32 para o motor convencional com quatro pares de pólos. Como é possível observar, impondo velocidade no veio do motor, em regime

permanente, o rotor desenvolve uma força “constante”. Assim é possível construir a característica da força em função da velocidade para os regimes assíncronos, como ilustrada para o motor com o rotor em alumínio e em material SAT na Figura 5.33.

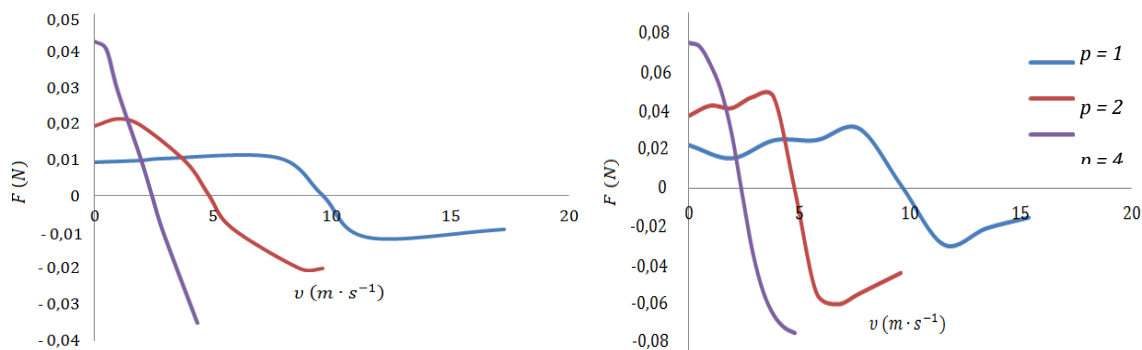


Figura 5.33: Característica força-velocidade para o motor convencional (à esquerda) e para o motor com SAT no rotor (à direita) obtida através de velocidade imposta, para 1, 2, e 4 pares de pólos.

Analisando as características obtidas conclui-se que o motor com o rotor constituído com material SAT apresenta maiores valores de força desenvolvidos, em comparação com o de indução. A força desenvolvida é directamente proporcional ao número de par de pólos com um factor de aproximadamente 2 e inversamente proporcional à velocidade de sincronismo, num factor de 2.

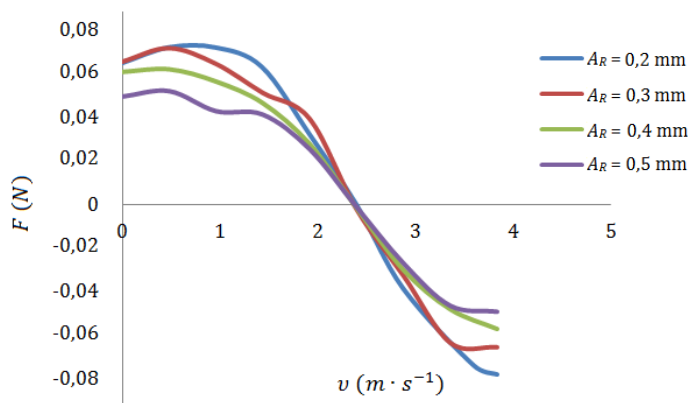


Figura 5.34: Característica força-velocidade para o motor com o rotor SAT no rotor com velocidade imposta, para 4 pares de pólos com variação da altura do rotor.

No motor simulado, quer para o rotor de alumínio quer de material SAT foi considerada uma altura de 0,2 mm. Como referido no dimensionamento, o disco SAT foi produzido com uma altura mínima de 1 cm devido a condicionantes de maquinação. Com o intuito de perceber qual a variação nas características desenvolvidas, o motor com o rotor SAT foi simulado para várias velocidades impostas para vários valores da espessura do rotor. Como a força se encontra directamente relacionada com o número de pares de pólos, só se simulou para quatro pares de pólos. Os resultados obtidos encontram-se na Figura 5.34. É

possível observar que à medida que a espessura do rotor aumenta, a força tende a diminuir. Isto acontece porque à medida que a altura do rotor aumenta, é mais difícil de magnetizar o material supercondutor e, por isso, a magnetização do rotor é menor.

Numa aproximação grosseira, pode definir-se o valor de binário caso a máquina ensaiada fosse em disco. Considerando a máquina como um sistema de roldanas, em que o binário é igual à força vezes o braço, é possível definir as várias características para os homólogos em disco dos simulados. Como se trata do produto da força por um escalar, os valores de binários são proporcionais à força e, por isso, apresentam as mesmas dependências temporais e de velocidade para o respectivo número de pares de pólos.

Face aos resultados obtidos facilmente se conclui que a maior força disponível pela máquina SAT, em relação à homóloga, e a capacidade de arranque que apresenta torna-a uma máquina de extremo interesse para aplicação em sistemas de tracção, onde com um sistema de controlo adequado permitirá desenvolver máquinas compactas e mais eficientes. Embora aqui não tenha sido considerado, é importante notar que este tipo de máquina com o rotor SAT implica um sistema de refrigeração complexo e temperaturas de operação criogénicas. Ao ser imersa em azoto líquido, impõe variáveis que merecem atenção, tais como, coeficientes de atrito viscoso, devido ao deslocamento do rotor no azoto, coeficientes de atrito devido à falta de mecanismos de rolamentos para temperaturas criogénicas de operação, bem como outros efeitos electromagnéticos que se assumem desprezáveis, mas na verdade poderão apresentar um peso importante na definição da eficiência do sistema, tais como perdas magnéticas nos núcleos ferromagnéticos.

Da simulação com o programa de algoritmos baseados em elementos finitos verificou-se, da simulação em magneto-estática, que a definição da alimentação do circuito de excitação com as configurações indicadas no capítulo 4 – Dimensionamento, permite obter a configuração polar pretendida de 1, 2 e 4 pares de pólos. A análise dos resultados obtidos por simulação dinâmica permitiu concluir que o motor com o rotor SAT apresenta um comportamento idêntico a uma máquina síncrona tendendo para a velocidade de sincronismo para as configurações polares consideradas. Este apresenta valores de força desenvolvida superiores ao homólogo de indução. Além disto apresenta “força de arranque” e operação em regime assíncrono, similar a uma máquina de histerese. Quer para o motor com o rotor em alumínio ou SAT, a força desenvolvida apresenta-se proporcional ao número de pares de pólos, enquanto as velocidades de sincronismo inversamente proporcionais ao número de pares de pólos. Esta análise permite definir estratégias de controlo interessantes quando se utiliza o motor em disco.

As limitações do programa de simulação, impondo uma geometria linearizada ao invés de em disco, bem como as aproximações tidas na computação numérica das forças, implicam que análise aqui apresentada deve ser entendida como qualitativa. Além disso, o programa de simulação não permite a parametrização dos materiais supercondutores multi-semente e também devido a ter sido uma das primeiras etapas a realizar na concretização deste estudo, para o motor com supercondutores, foi considerada uma altura do rotor de 5 mm em vez dos 10 mm impostos pelo fabricante. Devido às simulações terem um tempo elevado, não foi alterado o valor deste parâmetro.

Neste subcapítulo foi realizada uma computação numérica com o objectivo de obter uma análise teórica, baseada na lei de Biot-Savart, e determinar as forças desenvolvidas num sistema composto por dois semi-estatores com excitação em configuração bipolar e um rotor de SAT. Posteriormente, realizou-se a simulação do motor em estudo com o rotor constituído por alumínio, funcionando como uma máquina de indução convencional, e com o rotor constituído por materiais SAT, nomeadamente YBCO.

Índice

6 – Experimentação do motor em disco	140
6.1 – Obtenção das Características de Magnetização Resultante no Rotor	141
6.1.1 – Circuito de Excitação.....	142
6.1.2 – Montagem Experimental / Aquisição dos Dados	143
6.1.3 – Dados Obtidos.....	145
6.2 – Obtenção das Características do Motor em Disco em Movimento.	150
6.2.1 – Montagem Experimental / Aquisição de Dados.....	151
6.2.2 – Ensaio do motor Convencional	152
6.2.3 – Ensaio do motor Supercondutor	168

6 – Ensaios experimentais do motor em disco

Neste capítulo apresentam-se os ensaios experimentais do motor em estudo na dissertação, sendo detalhada a topologia de cada ensaio que levou à obtenção dos resultados a comparar com os teóricos.

6.1 - Obtenção das características de magnetização resultante no rotor:

Inicialmente obtêm-se as características de magnetização resultante no rotor, após magnetização do mesmo, sendo definido o circuito de excitação e a montagem experimental utilizados e depois verificados os resultados obtidos.

6.2 - Obtenção das características do motor em disco em movimento:

Posteriormente foram obtidas as características do motor em disco convencional e com o rotor SAT. O motor convencional foi ensaiado à temperatura ambiente e à temperatura criogénica com o rotor bloqueado e em vazio para obtenção dos EEE e depois em carga para definição das características dinâmicas do motor. O motor com o rotor supercondutor foi ensaio à temperatura criogénica com o rotor bloqueado em carga para definição das características dinâmicas do motor.

O funcionamento do motor em disco com o rotor supercondutor baseia-se na dinâmica de vórtices no interior do material SAT devido às variações de campo impostas pela alimentação trifásica. O campo no interior do material SAT depende das condições magnéticas a que este é/foi sujeito, exibindo história magnética, ficando sujeito a vários fenómenos magnéticos que definem a operação do motor. Como referido, estes fenómenos podem explicar macroscopicamente os regimes de operação do motor: no regime síncrono o campo resultante no rotor roda síncrono com o campo girante do estator devido ao fenómeno de aprisionamento de campo, funcionando de forma idêntica a um motor síncrono de magnetos permanentes. No regime assíncrono a força de ancoramento de fluxo nos centros de ancoramento torna-se insuficiente para ancorar o campo, pelo que se observam fenómenos de escoamento de fluxo, actuando como escorregamento. Assim, tem-se variação de campo, responsável pelo aparecimento de perdas e, consequentemente, binário.

6.1 – Obtenção das Características de Magnetização Resultante no Rotor

A análise estática do disco em material SAT teve como objectivo verificar a distribuição dos campos no rotor para magnetizações “estáticas” específicas.



Figura 6.1: Montagem experimental do ensaio estático do rotor SAT.

Para tal, foi utilizado um sistema baseado num posicionador tridimensional, controlado por computador, ligado a uma sonda de fluxo transversal suportada por um

braço mecânico que, após a magnetização através de um sistema de alimentação com três correntes contínuas específicas, fez a leitura dos campos desejados no motor totalmente imerso em azoto líquido. Esta montagem experimental é mostrada na Figura 6.1.

6.1.1- Circuito de Excitação

O motor em estudo foi desenhado e dimensionado para actuar como um motor trifásico com configuração bipolar, tetrapolar ou octopolar. Assim, o sistema de excitação trifásico é definido por três correntes desfasadas de 120° entre elas, com sentido directo, com uma amplitude de corrente I_m , como definido em (6. 1).

$$\begin{aligned} I_1(t) &= I_m \cdot \text{sen}(\omega \cdot t) \\ I_2(t) &= I_m \cdot \text{sen}(\omega \cdot t - 120^\circ) \\ I_3(t) &= I_m \cdot \text{sen}(\omega \cdot t + 120^\circ) \end{aligned} \quad (6. 1)$$

A obtenção das características de campo indutor e resultantes no rotor, devido à magnetização do estator, permitem verificar os campos ancorados no material SAT. A dificuldade de análise dinâmica levou à obtenção de características de magnetização pontuais resultado da injeção de três correntes contínuas com valores específicos de modo a “simular” um instante temporal específico. Para o instante inicial ($t = 0$ seg), de (6. 1) obtêm-se as correntes contínuas a injectar nas três fases de acordo com (6. 2).

$$\begin{aligned} I_1 &= 0 \\ I_2 &= -\frac{\sqrt{3}}{2} I_m \\ I_3 &= \frac{\sqrt{3}}{2} I_m \end{aligned} \quad (6. 2)$$

Como referido no capítulo 4 – Dimensionamento, o material escolhido para o rotor foi o SAT YBCO que apresenta uma temperatura de transição de 90 - 92 K (Anexo). Para a topologia de motor escolhida e para os materiais considerados, o material do rotor só atinge o estado supercondutor quando totalmente imerso dentro do azoto líquido, que apresenta uma temperatura inferior à de transição do material SAT. Como o motor se encontra totalmente submerso no azoto líquido, os enrolamentos de excitação dos semi-estatores exibem uma resistência eléctrica significativamente mais reduzida, o que leva a que a impedância do circuito de excitação reduza significativamente.

De modo a se controlar a corrente nos enrolamentos, definiu-se uma excitação baseada em fontes de corrente contínua de 6 KVA (Delta Elektronika modelo SM 15-400), com uma gama de tensão de 0 - 15 V e de corrente de 0 - 400 A. De modo a garantir os níveis eléctricos desejados, as fontes foram controladas por computador, com recurso ao Labview, desenvolvidos pelo Grupo Benito Mahedero – Universidad Extremadura, Badajoz. Como os valores de corrente nas fases 2 e 3 são simétricos, só foi utilizada uma fonte de corrente, tendo-se procedido à ligação série entre os enrolamentos dos semi-estatores (saída da fase 2 ligada à saída da fase 3).

O sistema de excitação está bobinado com condutores de cobre com uma secção de $0,8 \text{ mm}^2$, tendo sido considerado como valor máximo de corrente admissível 8 A. Contudo à temperatura do azoto líquido, foi admitido que estes poderiam admitir uma corrente máxima superior.

Nos ensaios foram consideradas as configurações tetrapolar e octopolar, definidas de acordo com as ligações eléctricas mostradas no capítulo 4 – Dimensionamento. Devido à baixa impedância dos enrolamentos de excitação, por operarem a temperaturas criogénicas, colocaram-se os semi-estatores em série, por fase, de modo a incrementar a impedância e assim, ter maior controlo da corrente, quando em controlo de tensão.

6.1.2– Montagem Experimental / Aquisição dos Dados

Para a aquisição dos valores de campo foi desenvolvido um método baseado em sondas de Hall de fluxo transversal e sistemas computacionais de aquisição de dados.

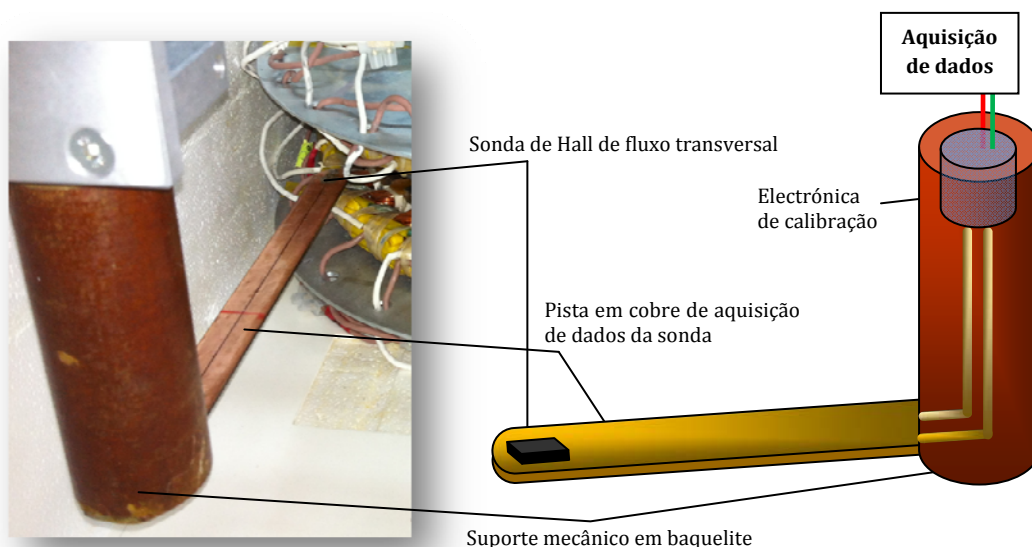


Figura 6.2: Detalhe do sistema mecânico em baquelite para suporte à sonda de hall de fluxo transversal.

A necessidade de trabalhar em ambientes criogénicos implicou a definição de um sistema baseado em elementos mecânicos de suporte da sonda em baquelite, já que exhibe um baixo coeficiente de dilatação linear. Acoplado ao braço mecânico de suporte da sonda existe uma placa com pistas de cobre na camada de cima e de baixo, responsável pela alimentação e obtenção dos dados da sonda de Hall e um bloco de eletrónica responsável pela calibração da sonda. Este braço mecânico foi totalmente concebido nos laboratórios do Grupo Benito Mahedero, encontrando-se ilustrado na Figura 6.2.

Para a leitura dos valores de fluxo no disco SAT foi utilizado um posicionador tridimensional STEPFOR - Basic 540 controlado por um programa em Labview. Utilizando um algoritmo definido de acordo com a posição do rotor obtiveram-se os dados da distribuição da indução magnética, obtidos da sonda de Hall de fluxo transversal, devidamente calibrada, e inserida na parte inferior do disco, como detalhado na Figura 6.3. A aquisição dos dados foi conseguida por meio de uma placa de aquisição de dados (DAC) da *National Instruments*, com recurso a uma aplicação LabView.

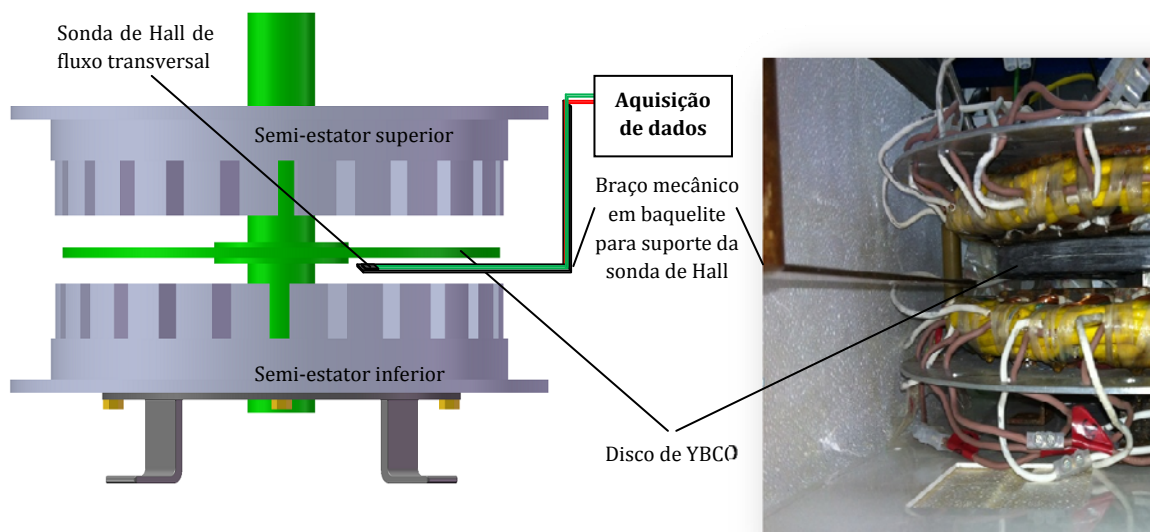


Figura 6.3: Detalhe do sistema de obtenção de dados para o ensaio estático do rotor SAT.

Para estes ensaios foi considerado que a geometria era simétrica e, por isso, a aquisição dos dados relativos à indução magnética foi realizada somente em metade do disco SAT. De modo a garantir um entreferro suficientemente seguro e constante para que a sonda pudesse realizar as leituras pretendidas, o disco foi “entalado” entre os semi-estatores com elementos de acrílico apertados mecanicamente com o objectivo de forçar o entreferro a ser o necessário para a operação e garantir a imobilização do sistema. Todo o

sistema de leitura (sonda de Hall + electrónica de calibração) encontrava-se ligado a um medidor de indução magnética que servia para os testes prévios às medições e para se conhecer o *offset* que a sonda exibia entre o início e o término do ensaio. É importante referir o detalhe assumido para os espaçamentos considerados (de 1,5 milímetros em *x* e em *y*) com um tempo de leitura de 0,5 segundos para estabilização da sonda na aquisição do valor a medir, pelo que cada ensaio demorou aproximadamente duas horas com a obtenção de aproximadamente 4500 pontos de análise. Após a definição e ajuste de todo o sistema para obtenção das características de indução magnética, com a colocação da sonda no ponto inicial de leitura e definição de todos os parâmetros de *software* (tempo de aquisição e deslocamento *x* e *y*), procedeu-se à excitação dos semi-estatores.

6.1.3- Dados Obtidos

Os ensaios realizados tiveram como principal objectivo a distribuição da indução magnética nos semi-estatores, no rotor e resultante devido à dos semi-estatores e à do rotor. Para tal, procedeu-se inicialmente à análise do campo indutor, realizando o ensaio à temperatura ambiente para uma determinada excitação e depois procedeu-se ao arrefecimento do sistema e obtiveram-se as distribuições para o campo resultante no rotor e o campo resultante devido ao campo indutor e ao campo resultante no rotor.

6.1.3.1- Distribuição Espacial do Campo nos Semi-estatores

Este ensaio foi realizado com os semi-estatores com configuração tetrapolar com uma amplitude máxima de corrente de 11,5 A, pelo que por (6. 2), foi originado um conjunto de correntes como indicado em (6. 3). A escolha do valor máximo de corrente deveu-se à decisão em explorar ao máximo os semi-estatores, já que para os ensaios o entreferro foi significativamente aumentado por forma a garantir as medições.

$$\begin{aligned} I_1 &= 0 \text{ A} \\ I_2 &= -10 \text{ A} \\ I_3 &= 10 \text{ A} \end{aligned} \tag{6. 3}$$

Após a injeção das correntes contínuas, deu-se início à leitura automatizada, tendo-se obtido a distribuição de campo mostrada na Figura 6.4. Nesta é possível verificar que a distribuição da indução magnética, em metade dos semi-estatores, exhibe uma parte com uma componente de indução magnética com 0,04 T e na outra parte o simétrico, como era de esperar, devendo-se a diferença a uma possível disparidade nos entreferros utilizados.

Na figura tornam-se claras as cavas do motor, estando mais evidenciadas as que correspondem às bobinas de excitação alimentadas com as correntes I_2 e I_3 , já que a fase 1 é nula. Com recurso ao Matlab, foi reconstruída uma distribuição espacial da indução magnética “total”, para o disco todo, como ilustrado na Figura 6.5. Como se pode verificar, o campo exibe dois pares de pólos.

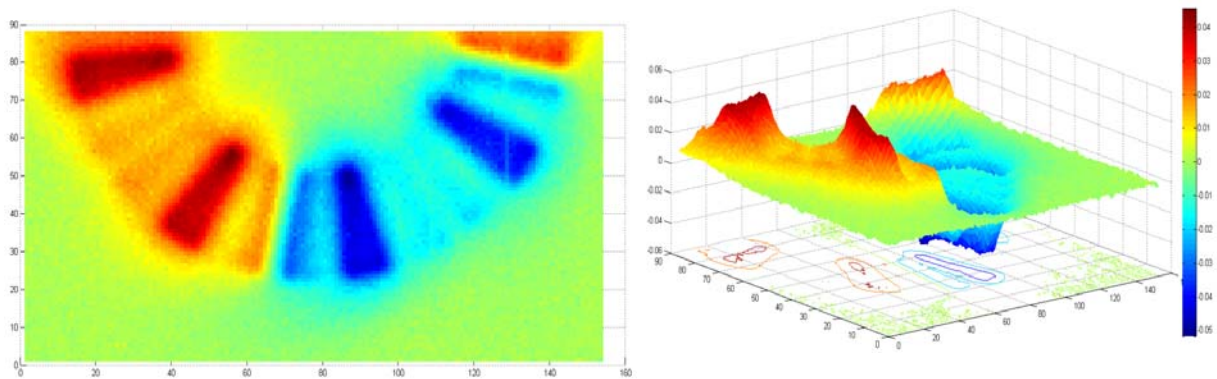


Figura 6.4: Distribuição espacial da indução magnética nos semi-estatores para configuração tetrapolar, à temperatura ambiente.

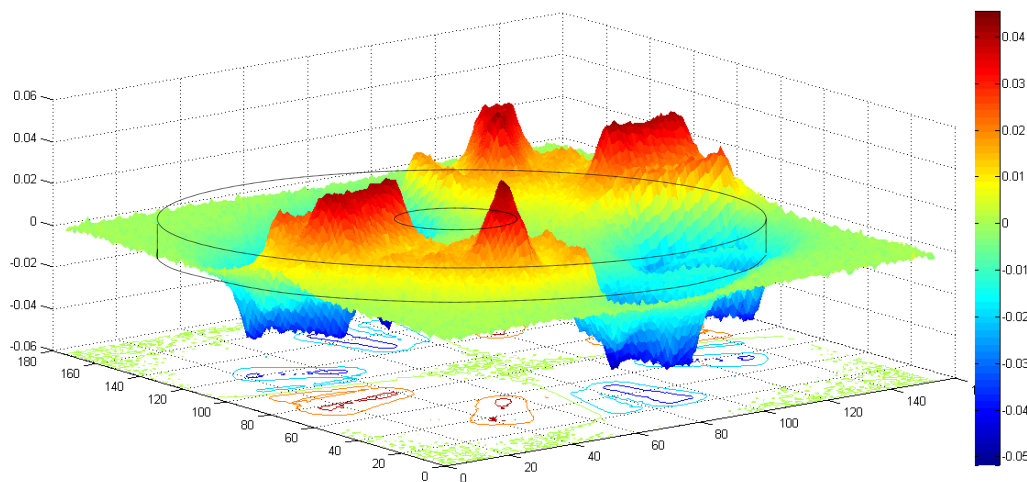


Figura 6.5: Distribuição espacial total da indução magnética nos semi-estatores para uma configuração tetrapolar à temperatura ambiente.

6.1.3.2- Distribuição Espacial do Campo no Rotor

De igual forma ao ensaio anterior, este ensaio foi realizado com os semi-estatores com configuração tetrapolar, contudo a temperaturas criogénicas. Assim, todo o sistema foi mergulhado em azoto líquido, como mostrado na Figura 6.6.

Devido ao sistema de excitação se encontrar mergulhado em azoto líquido e, por isso, exibir menor resistência eléctrica, a amplitude máxima de corrente considerada foi de 34,6 A, pelo que por (6. 2), deu origem ao seguinte conjunto de correntes

$$\begin{aligned}
 I_1 &= 0 \text{ A} \\
 I_2 &= -30 \text{ A} \\
 I_3 &= 30 \text{ A}
 \end{aligned}
 \tag{6.4}$$

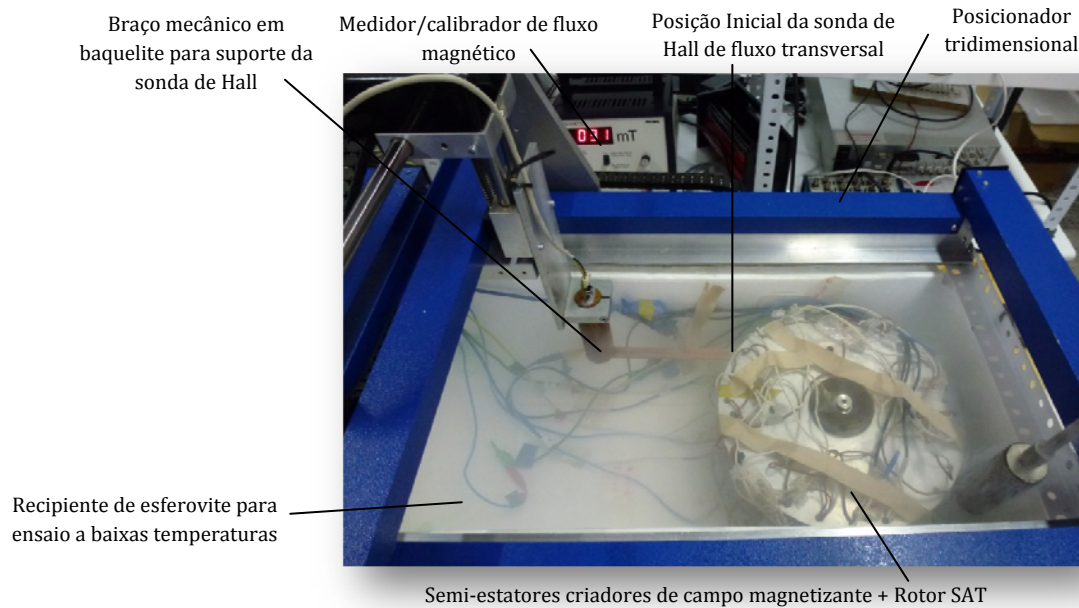


Figura 6.6: Detalhe da montagem experimental do ensaio estático do rotor SAT.

É importante referir que a sonda de leitura foi recalibrada para operação à temperatura do azoto líquido. Da leitura obteve-se a distribuição mostrada na Figura 6.7. É possível verificar que a distribuição da indução magnética em metade dos semi-estatores é idêntica à do campo no rotor, devido ao fenómeno de ancoramento de fluxo presente nos materiais SAT, com um campo ancorado de 0,02 T. Este valor não é comparável com o da indução magnética máxima do ensaio anterior, já que foram realizados com valores de excitação eléctrica diferentes. A distribuição espacial total da indução magnética resultante no rotor SAT, para o disco todo, encontra-se ilustrada na Figura 6.8.

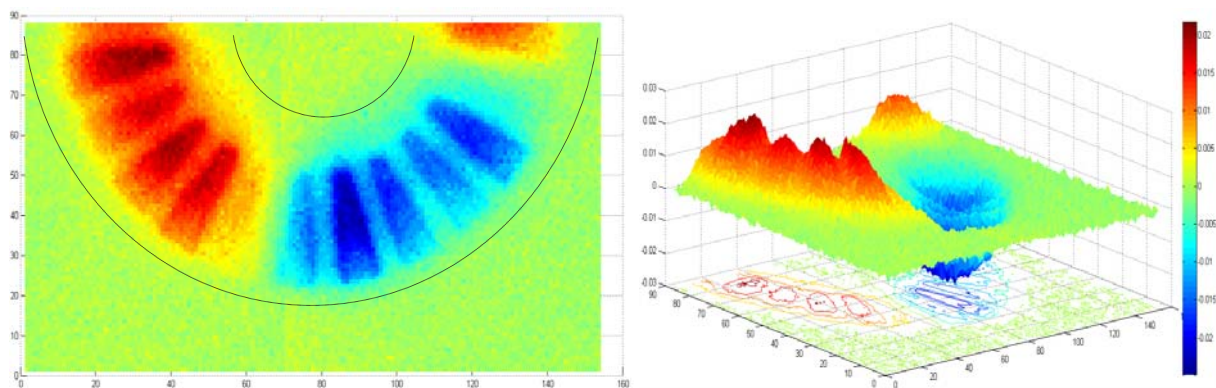


Figura 6.7: Distribuição espacial da indução magnética no rotor para configuração tetrapolar, à temperatura criogénica.

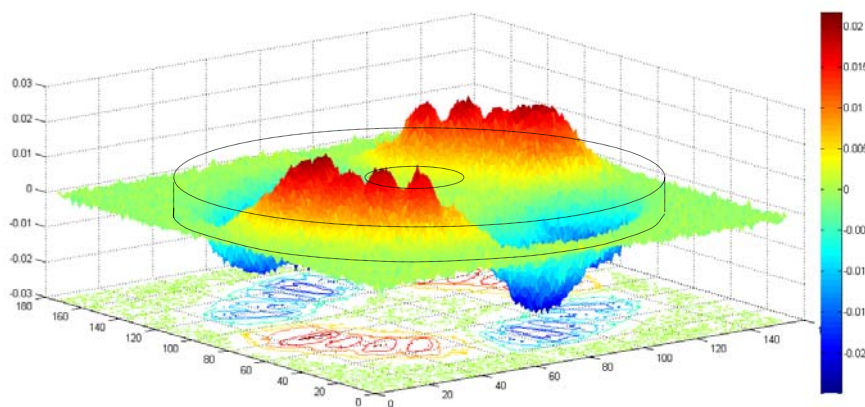


Figura 6.8: Distribuição espacial total da indução magnética no rotor para uma configuração tetrapolar à temperatura criogénica.

Como verificado teoricamente no capítulo 3, o binário desenvolvido pelo motor é proporcional ao campo ancorado. Assim, para valores de campo indutor superiores verificou-se que o campo ancorado também incrementava, como mostrado na Figura 6.9 a). Nesta encontra-se a distribuição de indução magnética para uma amplitude máxima da corrente injectada de 127 A onde é possível observar que para uma corrente 3,7 vezes superior, o campo ancorado é cerca de dez vezes superior.

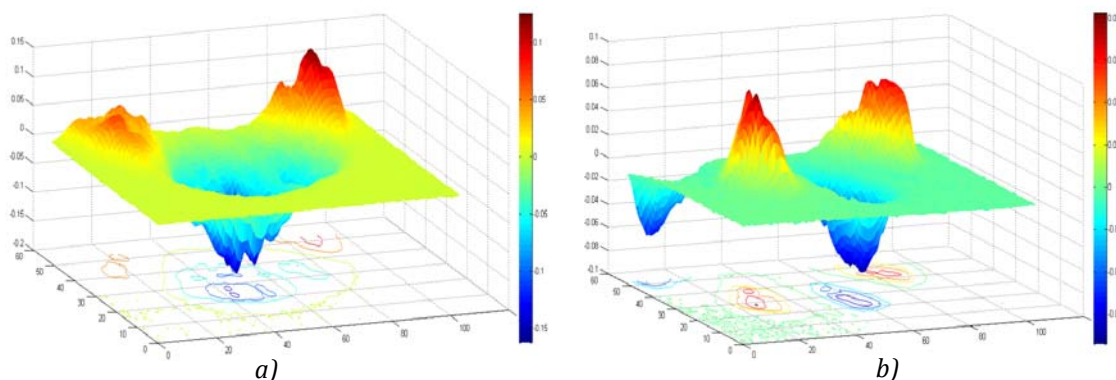


Figura 6.9: Distribuição espacial da indução magnética no rotor para configuração a) tetrapolar e b) octopolar, à temperatura criogénica.

De modo a verificar a distribuição espacial do campo ancorado no rotor para outras configurações polares, realizou-se a ligação eléctrica dos enrolamentos do rotor para quatro pares de pólos, como indicado na Figura 6.9 b). Esta foi obtida para os mesmos valores de excitação eléctrica do ensaio anterior, com uma amplitude máxima da corrente injectada de 127 A.

É importante notar que para estes valores de correntes injectadas, o circuito magnético entra em saturação, contudo, esta é desprezada para a análise realizada visto que só se procura verificar a magnetização do rotor para as várias configurações polares indicadas.

6.1.3.3- Distribuição Espacial Resultante (Semi-estatores + Rotor)

De modo a conhecer a distribuição da indução magnética resultante, devido aos campos do rotor e dos semi-estatores, mergulhou-se o sistema em azoto líquido, alimentou-se com a excitação indicada no ensaio anterior e obteve-se a distribuição da indução magnética. Esta encontra-se na Figura 6.10. Como é possível observar, esta apresenta valores de indução magnética bastante elevados e uma distribuição tetrapolar de campo, como era de esperar.

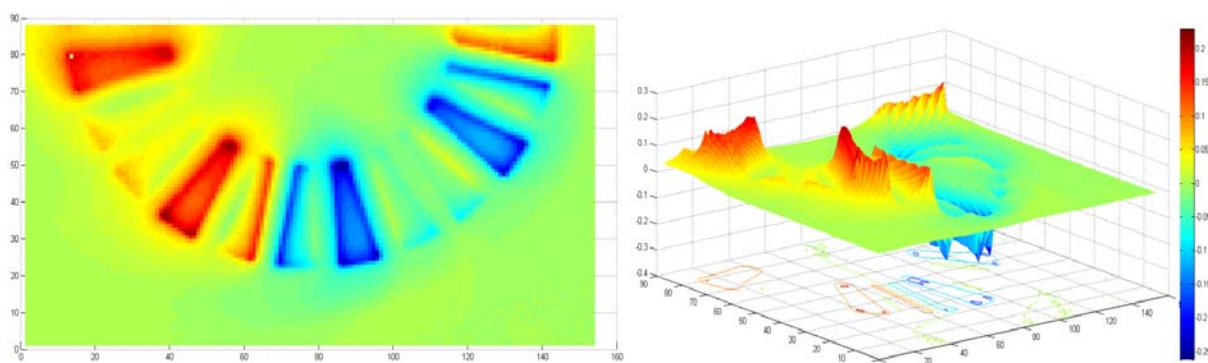


Figura 6.10: Distribuição espacial da indução magnética resultante (semi-estatores + rotor) para configuração tetrapolar, à temperatura criogénica.

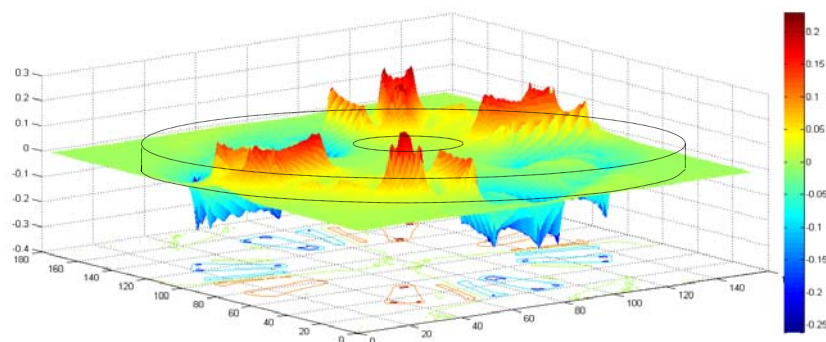


Figura 6.11: Distribuição espacial total da indução magnética resultante (semi-estatores + rotor) para uma configuração tetrapolar à temperatura criogénica.

É possível verificar que a distribuição da indução magnética em metade dos semi-estatores apresenta uma distribuição da indução magnética idêntica à do campo indutor. Tal deve-se ao facto desta distribuição ser o resultado da soma das componentes do campo do estator e do resultante do rotor. A distribuição espacial total da indução magnética resultante devido ao estator e ao rotor, para o disco todo, encontra-se ilustrada na Figura 6.11.

Como as distribuições de campo para o rotor e para o estator + rotor foram retiradas para a mesma excitação, à mesma temperatura pode obter-se a distribuição da indução magnética para o campo dos semi-estatores. Este encontra-se mostrado para metade do disco na Figura 6.12 e para o disco todo na Figura 6.13.

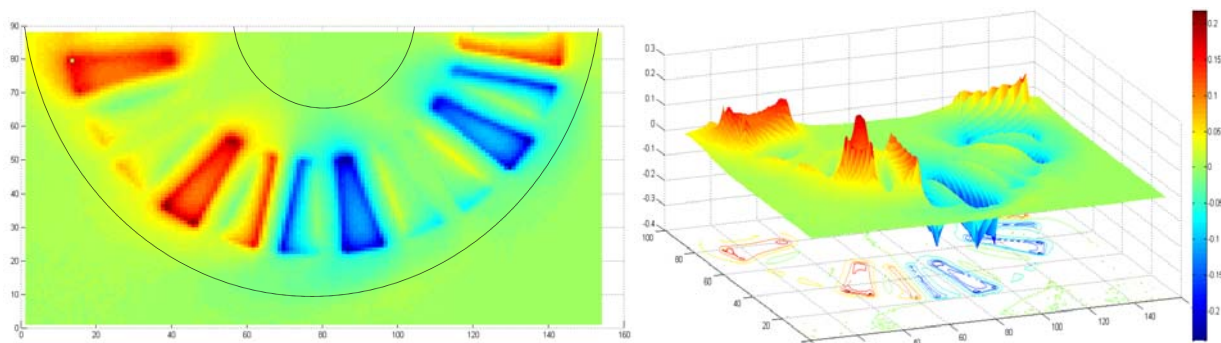


Figura 6.12: Distribuição espacial da indução magnética resultante (semi-estatores + rotor) para configuração tetrapolar, à temperatura criogénica.

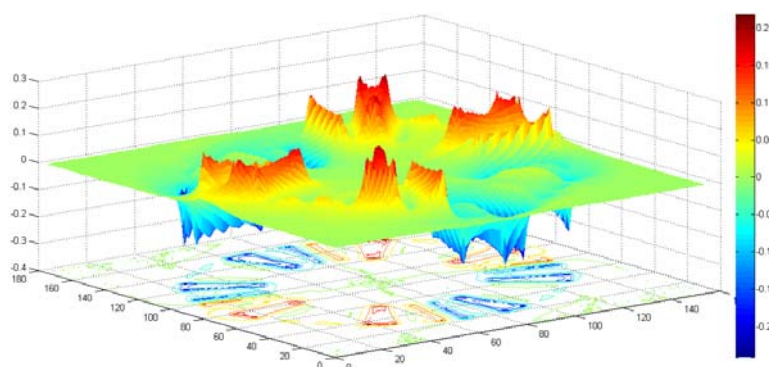


Figura 6.13: Distribuição espacial da indução magnética resultante (semi-estatores + rotor) para configuração tetrapolar, à temperatura criogénica.

6.2 – Obtenção das Características do Motor em Disco em Movimento.

De modo a obter as características electrodinâmicas dos motores em disco presentes na dissertação definiu-se uma montagem experimental específico de modo a executar vários testes nos motores.

Para o motor em disco com o rotor em alumínio procederam-se aos testes convencionais, nomeadamente, ensaio em vazio e ensaio com o rotor bloqueado, com o principal objectivo de determinar os parâmetros do circuito eléctrico equivalente. Depois, realizou-se o ensaio em carga para determinação das curvas características desta máquina. Para o motor em disco com o rotor SAT multi-semente, procedeu-se ao ensaio

com o rotor bloqueado e em carga. Devido ao funcionamento síncrono que apresenta, o ensaio em vazio apenas foi realizado para verificar as perdas por atrito na transmissão do sistema.

6.2.1- Montagem Experimental / Aquisição de Dados

A montagem experimental definida é idêntica, quer para o motor em disco com o rotor em material convencional, quer para o com o rotor em material SAT multi-semente, encontrando-se mostrado na Figura 6.14. Nesta é possível verificar que os motores, identificados com o número (1), foram ensaiados recorrendo a um autotransformador trifásico (2). Para o controlo e registo das grandezas eléctricas utilizou-se um medidor de potência eléctrica (3). Para a obtenção dos valores de binário e velocidade utilizou-se um gerador DC (4), com uma sonda de carga e outra de velocidade acopladas, conectadas a um medidor de potência mecânica (5) para registo dos valores. Para controlo do gerador DC utilizou-se uma fonte de corrente DC (6) que actuou como excitação independente.

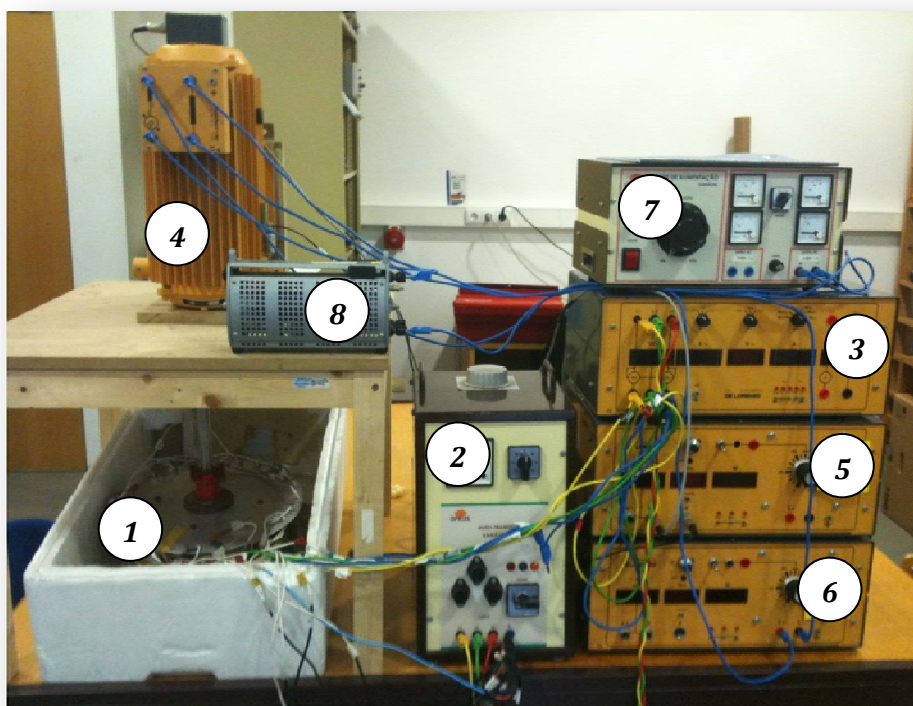


Figura 6.14: Montagem experimental para obtenção das características electrodinâmicas do motor com o rotor convencional e em material SAT multi-semente.

O motor foi inicialmente acelerado com recurso ao gerador DC a funcionar como motor com o principal objectivo de colocar o motor perto da velocidade de sincronismo para depois este ser alimentado. Por isso, Na Figura 6.14 é possível identificar mais uma

fonte de corrente (7) e um reóstato variável (8) que controlaram a excitação da máquina de corrente contínua DC.

6.2.2- Ensaio do motor Convencional

O motor com o rotor em alumínio é ensaiado com o rotor bloqueado, em vazio mecânico e com aplicação de carga mecânica no veio. Este é posteriormente analisado com base no esquema eléctrico equivalente de Steinmetz, por fase, reduzido ao estator, como mostrado na Figura 6.15. Assume-se que o factor de transformação é unitário, pelo que $r'_r = r_r$, $\omega \cdot \lambda'_r = \omega \cdot \lambda_r$, $\bar{I}'_{r,kf} = \bar{I}_{r,kf}$ e $\bar{U}'_{r,kf} = \bar{U}_{r,kf}$. Assim, no esquema da Figura 6.15:

- 1) $\bar{U}_{s,kf}$ é a tensão de alimentação no estator, para a fase kf ,
- 2) $\bar{U}_{10,kf}$ é a tensão de magnetização, para a fase kf ,
- 3) $\bar{U}'_{r,kf}$ é a tensão fictícia no rotor, reduzida ao estator, para a fase kf ,
- 4) r_s é a resistência eléctrica dos enrolamentos do estator,
- 5) r'_r é a resistência eléctrica fictícia do rotor, reduzida ao estator,
- 6) $\omega \cdot \lambda_s$ é a reactância de dispersão dos enrolamentos do estator,
- 7) $\omega \cdot \lambda'_r$ é a reactância de dispersão fictícia do rotor, reduzida ao estator,
- 8) $\omega \cdot L_m$ é a reactância de magnetização,
- 9) r_{fe} é a resistência fictícia proporcional às perdas magnéticas no ferro,,
- 10) $\bar{I}_{s,kf}$ é a corrente de alimentação no estator, para a fase kf ,
- 11) $\bar{I}_{10,kf}$ é a corrente de magnetização, para a fase kf ,
- 12) $\bar{I}'_{r,kf}$ é a corrente fictícia no rotor, reduzida ao estator, para a fase kf ,
- 13) $r'_c = r'_r \left(\frac{1-s}{s} \right)$ é a resistência de carga fictícia proporcional à potência mecânica desenvolvida pelo motor, reduzida ao estator.

Os dois primeiros ensaios permitem determinar os parâmetros do esquema eléctrico equivalente de Steinmetz, enquanto o ensaio em carga teve como objectivo a determinação da característica binário-velocidade “prática” do motor para posterior comparação com a teórica obtida numericamente.

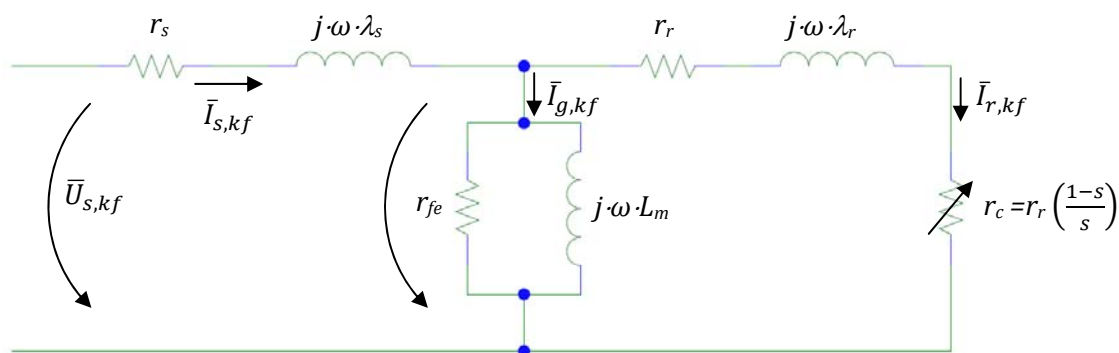


Figura 6.15: EEE de Steinmetz, por fase, para a análise do motor com o rotor em alumínio, para a fase kf .

6.2.2.1 – Ensaio com o Rotor Bloqueado

Considerando a análise para a fase $kf = 1$, para o ensaio com o rotor bloqueado, a velocidade do rotor é nula, pelo que o escorregamento é unitário. Assim, pela análise do EEE presente na Figura 6.15 verifica-se que a resistência de carga é nula, correspondendo a um curto-circuito do lado do rotor, pelo que o EEE se reduz ao mostrado na Figura 6.16. Considerando, para efeitos de simplificação, que a impedância transversal é muito grande, pela análise do EEE presente na Figura 6.16 verifica-se que a corrente do estator é igual à corrente do rotor, reduzida ao estator. Desta forma, conhecendo os valores de corrente injectada, tensão imposta e potência de alimentação, consegue definir-se a impedância de curto-circuito do EEE, que é composta pela parte resistiva $R = r_s + r_r$ e pela parte reactiva $X = j \cdot \omega (\lambda_s + \lambda_r)$. Sabendo o valor da resistência eléctrica dos enrolamentos de uma fase do estator, tira-se o valor de r_r . Para a determinação dos valores dos coeficientes de dispersão, devido à dificuldade na obtenção do mesmo para os enrolamentos de uma das fases do estator, considera-se que $\lambda_s = \lambda_r$. Desta forma obtêm-se os parâmetros longitudinais aproximados do EEE para o motor com o rotor em alumínio.

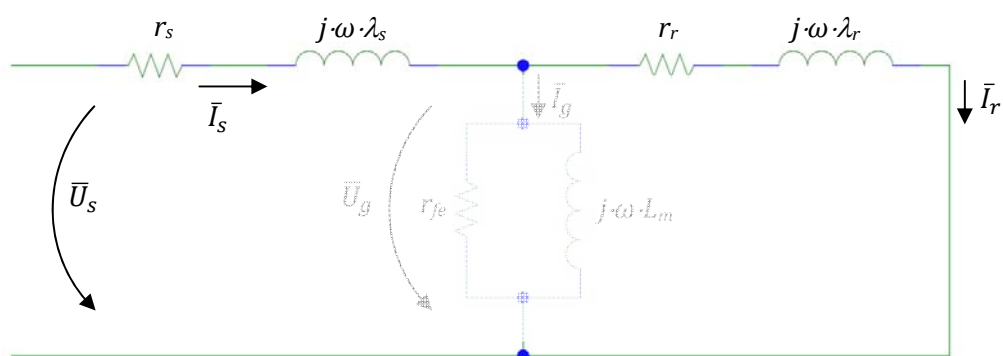


Figura 6.16: EEE de Steinmetz, por fase, para o ensaio com o rotor bloqueado na análise do motor com o rotor em alumínio.

O ensaio com o rotor bloqueado foi executado bloqueando o rotor e obtendo quatro medições de valores de corrente por fase, de tensão de alimentação composta e de

potência trifásica injectada. Antes do ensaio, foram medidos os valores de resistência de cada uma das fases de cada um dos semi-estatores, tendo-se obtido os valores indicados na Tabela 6.1.

Tabela 6.1: Valores de resistência dos enrolamentos para as fases 1, 2 e 3 medidos no motor com o rotor em alumínio, para a temperatura ambiente e criogénica.

Temperatura	r_1 [Ω]	r_2 [Ω]	r_3 [Ω]
Ambiente	1,06	1,06	1,06
Criogénica	0,25	0,25	0,25

Como verificado no capítulo 4 - Dimensionamento, os condutores utilizados na excitação têm uma corrente máxima admissível de 8 A à temperatura ambiente. Desta forma, para o ensaio em curto-circuito à temperatura ambiente, definiu-se um valor de corrente máxima próximo desse valor. Para o ensaio à temperatura criogénica considerou-se que os condutores suportariam valores de correntes superiores aos admitidos à temperatura ambiente, tendo-se definido valores de corrente superiores ao valor máximo considerado à temperatura ambiente mas inferiores ao máximo imposto pelo sistema de alimentação (25 A). Os ensaios foram realizados para as três configurações polares referidas anteriormente. Do módulo de medição de potência eléctrica utilizado, para cada ensaio registaram-se os valores do módulo da corrente na fase 1, o módulo da tensão composta entre a fase 1 e 3, a potência eléctrica total cedida pela fonte, tendo-se obtido os resultados mostrados nas tabelas Tabela 6.2.

Tabela 6.2: Valores obtidos no ensaio com rotor bloqueado no motor com o rotor em alumínio, para a temperatura ambiente e criogénica, para as várias configurações polares.

Configuração polar	Ensaio	I_1 [A]		U_{13} [V]		P_{tot} [W]	
		Ambiente	Criogénica	Ambiente	Criogénica	Ambiente	Criogénica
Bipolar	1	8,9	14,9	20	18	266,9	192,3
	2	6,7	10,8	15	13	150,2	100,4
	3	4,9	5,8	11	7	80,8	29,1
	4	3,1	2,5	7	3	32,7	5,35
Tetrapolar	1	8,8	13,3	20	18	263,6	155,9
	2	6,6	9,6	15	13	148,3	81,4
	3	4,9	5,1	11	7	79,7	23,3
	4	3,1	2,2	7	3	32,3	4,3
Octopolar	1	8,9	14,6	20	18	268,4	185,1
	2	6,7	10,6	15	13	151,1	96,5
	3	4,9	5,7	11	7	81,1	27,9
	4	3,1	2,4	7	3	32,9	5,1

Dos resultados obtidos calcularam-se os valores do módulo e argumento da impedância de curto-circuito para cada ensaio. Considerando a análise do EEE da fase 1 e admitindo que para a fase 2 e 3 são idênticos, dos valores obtidos do ensaio, e usando o valor da resistência dos enrolamentos da fase 1, indicado na Tabela 6.1, obtêm-se os parâmetros longitudinais indicados na Tabela 6.3. Da análise desta tabela verifica-se que os parâmetros eléctricos se mantêm relativamente constantes para as diferentes configurações polares e para a mesma temperatura. Contudo, analisando individualmente os parâmetros é possível verificar que com a diminuição da temperatura de operação a resistência dos enrolamentos de excitação e a resistência fictícia do rotor, reduzida ao estator, diminui, como era de esperar e os valores das reactâncias de dispersão equivalentes, $X_s = X_r$, mantêm-se, já que toda a estrutura se manteve, de acordo com (Jung, 2004).

Tabela 6.3: Grandezas eléctricas resultantes obtidas do ensaio com o rotor bloqueado do motor com o rotor em alumínio com as configurações bipolar, tetrapolar e octopolar, para a temperatura ambiente e criogénica.

Configuração	Bipolar ($p=1$)		Tetrapolar ($p=2$)		Octopolar ($p=4$)	
Temperatura	Ambiente	Criogénica	Ambiente	Criogénica	Ambiente	Criogénica
$Z_{cc} [\Omega]$	1,299	0,696	1,309	0,752	1,297	0,712
$\varphi_{cc} [^\circ]$	29,83	65,58	30,41	66,94	29,50	66,08
$R [\Omega]$	1,128	0,288	1,129	0,295	1,129	0,289
$X [\Omega]$	0,646	0,634	0,663	0,692	0,639	0,651
$r_r [\Omega]$	0,068	0,038	0,069	0,045	0,069	0,039
$X_s = X_r [\Omega]$	0,323	0,317	0,331	0,346	0,319	0,325
$\lambda_s = \lambda_r [\text{mH}]$	1,029	1,009	1,054	1,101	1,017	1,036

6.2.2.2 – Ensaio em vazio mecânico

Para o ensaio com o rotor em vazio mecânico, a velocidade do rotor é assumida idêntica à do campo girante do estator, pelo que o escorregamento é nulo.

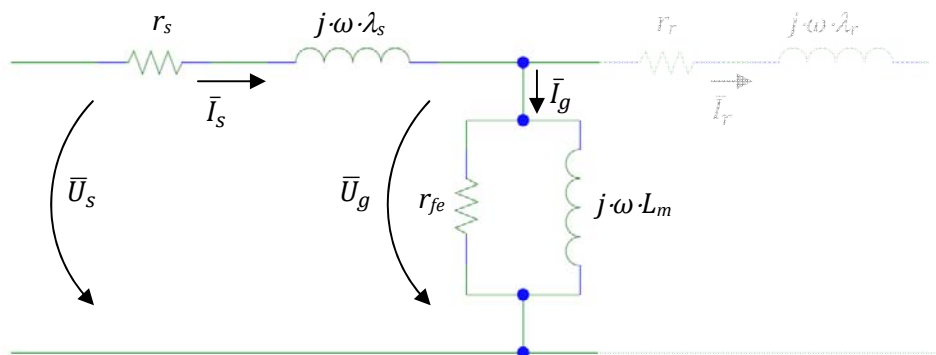


Figura 6.17: EEE de Steinmetz, por fase, para o ensaio com o rotor em vazio mecânico na análise do motor convencional.

Neste ensaio a corrente do lado do rotor é nula, pelo que a corrente no estator é igual à corrente de magnetização. Assim, a impedância, vista da alimentação, é a série da impedância dos enrolamentos de excitação com a impedância transversal. Desta forma, conhecendo os valores de corrente injectada, tensão imposta e potência de alimentação, indicados na Tabela 6.4, para as várias configurações polares à temperatura ambiente e criogénica, consegue definir-se a impedância de curto-aberto do EEE.

Tabela 6.4: Valores obtidos no ensaio com rotor em vazio mecânico no motor com o rotor em alumínio, para a temperatura ambiente e criogénica para várias configurações polares.

Configuração polar	I ₁ [A]		U ₁₃ [V]		P _{tot} [W]	
	Ambiente	Criogénica	Ambiente	Criogénica	Ambiente	Criogénica
Bipolar	0,66	0,41	40	23	36,81	12,6
Tetrapolar	1,55	1,04	40	23	41,05	12,71
Octopolar	6,11	3,69	40	23	145,28	19,57

A impedância dos enrolamentos de excitação foi obtida do ensaio com o rotor bloqueado, pelo que o valor da impedância transversal é a impedância em vazio, subtraída da dos enrolamentos de excitação. Para o EEE considerado, a resistência fictícia r_{fe} , por fase, proporcional às perdas magnéticas (histerese + correntes de Foucalut) no núcleo ferromagnético e a reactância magnetizante, $\omega \cdot L_m$, estão em paralelo, pelo que a impedância em vazio é a indicada em (6. 5).

$$\begin{aligned}\bar{Z}_{vazio} &= \bar{Z}_s + \bar{Z}_t \\ \bar{Z}_s &= (r_s + j \cdot \omega \cdot \lambda_s) \\ \bar{Z}_t &= r_{fe} // (j \cdot \omega \cdot L_m)\end{aligned}\tag{6. 5}$$

Conhecidos os valores dos parâmetros eléctricos longitudinais, facilmente se calcula a impedância em transversal, \bar{Z}_t . Como r_{fe} e X_m são estão em paralelo no EEE considerado na Figura 6.17, então o valor numérico destes é obtido como indicado em (6. 6).

$$\begin{aligned}r_{fe} &= \frac{Z_t}{\cos(\varphi_t)} \\ X_m &= \frac{Z_t}{\sin(\varphi_t)}\end{aligned}\tag{6. 6}$$

Pelos resultados obtidos do ensaio, indicados na Tabela 6.4, por (6. 5) e (6. 6), calculam-se r_{fe} e $\omega \cdot L_m$, estando indicados na Tabela 6.5. A análise da tabela permite verificar que os parâmetros eléctricos transversais se mantêm relativamente constantes para as diferentes configurações polares e para a mesma temperatura. Contudo, analisando individualmente os parâmetros é possível verificar que com a diminuição da temperatura de operação o valor da resistência fictícia de perdas magnéticas, r_{fe} , aumenta, como verificado em (Anabela, 2012). O valor da reactância de magnetização, X_m , mantém-se aproximadamente constante para as duas temperaturas de ensaio, contudo apresenta-se inversamente proporcional ao número de par de pólos.

Tabela 6.5: Grandezas eléctricas resultantes obtidos do ensaio em vazio do motor com o rotor em alumínio com as configurações bipolar, tetrapolar e octopolar, para a temperatura ambiente e criogénica.

Configuração	Bipolar		Tetrapolar		Octopolar	
Temperatura	Ambiente	Criogénica	Ambiente	Criogénica	Ambiente	Criogénica
$Z_{vazio} [\Omega]$	34,99	32,39	14,9	12,77	3,78	3,59
$\phi_{vazio} [^\circ]$	36,39	37,49	67,53	72,13	69,93	82,35
$Z_t [\Omega]$	33,95	31,99	14,21	12,36	3,24	3,25
$\phi_t [^\circ]$	37,01	37,31	70,97	72,75	85,8	85,96
$r_{fe} [\Omega]$	42,51	40,2	43,58	41,7	44,24	46,1
$X_m [\Omega]$	56,4	52,79	15,04	12,95	3,24	3,26

No ensaio em vazio mecânico também foram obtidos os valores do binário e da velocidade mecânica de rotação do motor. Estes encontram-se na Tabela 6.6 para as várias configurações polares à temperatura ambiente e criogénica.

Tabela 6.6: Velocidade mecânica de rotação do motor e binário obtido do ensaio em vazio do motor com o rotor em alumínio com as configurações bipolar, tetrapolar e octopolar, para a temperatura ambiente e criogénica.

Configuração	Bipolar		Tetrapolar		Octopolar	
Temperatura	Ambiente	Criogénica	Ambiente	Criogénica	Ambiente	Criogénica
$N_{vazio} [RPM]$	2985	2990	1490	1490	730	735
$T_{vazio} [N \cdot m]$	0,07	0,02	0,08	0,02	0,08	0,02

Neste ensaio o binário desenvolvido pelo motor deve-se unicamente ao atrito mecânico. À temperatura ambiente, só existe atrito nos rolamentos de transmissão, contudo à temperatura criogénica, além desse existe também o atrito que o disco sofre ao rodar no azoto líquido. Como tal, o produto do binário pela velocidade angular mecânica de rotação dá as perdas por atrito, como indicado em (6. 7). Estas estão indicadas na Tabela 6.7.

$$p_a = T_{vazio} \cdot \left(N_{vazio} \frac{2\pi \cdot p}{60} \right) \quad (6.7)$$

É importante notar que as perdas por atrito mecânico nos rolamentos de transmissão não se podem considerar iguais às duas temperaturas de operação já que à temperatura criogénica o material ferromagnético do rolamento comprime, diminuindo o atrito entre as esferas e a armadura. Além disso, à temperatura criogénica o motor funciona submerso dentro de azoto líquido, pelo que existe uma componente de perdas por atrito viscoso devido a este fluido.

Tabela 6.7: Valores de perdas mecânicas obtidas do ensaio em vazio do motor com o rotor em alumínio com as configurações bipolar, tetrapolar e octopolar, para a temperatura ambiente e criogénica.

Configuração	Bipolar		Tetrapolar		Octopolar	
Temperatura	Ambiente	Criogénica	Ambiente	Criogénica	Ambiente	Criogénica
p_a [W]	21,88	6,26	24,97	6,24	24,46	6,16

Pelos resultados obtidos anteriormente é possível definir o EEE para cada configuração polar e temperatura de operação.

6.2.2.3 – Ensaio do motor convencional em carga

A aplicação da carga mecânica foi conseguida com recurso a um gerador DC que alimentava um convector de calor. Desta forma, por controlo da corrente de excitação do gerador DC foram “pedidos” diferentes valores de binário ao motor em ensaio.

Tabela 6.8: Valores obtidos no ensaio em carga do motor com rotor em alumínio com configuração bipolar, para a temperatura ambiente e criogénica

Temperatura	Ambiente					Criogénica				
Ensaio	I ₁ (A)	U ₁₃ (V)	P _{tot} (W)	T (N·m)	N (RPM)	I ₁ (A)	U ₁₃ (V)	P _{tot} (W)	T (N·m)	N (RPM)
1	5,67	40	387	0,81	2970	6,59	23	233	0,59	2940
2	6,41	40	421	0,87	2950	12,9	23	328	0,79	2820
3	7,58	40	501	0,92	2910	15,57	23	402	0,82	2730
4	8,09	40	616	0,95	2880	16,18	23	425	0,74	2600
5	8,62	40	691	0,98	2850	17,34	23	395	0,64	2510
6	9,74	40	749	0,99	2810	17,45	23	383	0,43	2250
7	-	-	-	-	-	17,56	23	367	0,31	2120
8	-	-	-	-	-	18,18	23	346	0,24	1840

Os resultados obtidos para a configuração bipolar, à temperatura ambiente e criogénica, encontram-se mostrados na Tabela 6.8. É importante notar que os ensaios à temperatura ambiente e criogénica foram realizados com níveis de alimentação diferentes. Tal deveu-se ao facto da impedância dos enrolamentos de excitação à temperatura criogénica se reduzir consideravelmente pelo que a 40 V na alimentação implicaria uma corrente superior ao máximo da fonte de alimentação (25 A). Desta forma o ensaio foi realizado a uma tensão de 23 V por forma a pedir correntes mais baixas em ensaio.

Utilizando o EEE indicado na Figura 6.15 podem validar-se as características teóricas esperadas. Considerando que a tensão de alimentação no ensaio à temperatura ambiente é de $\bar{U}_c = 40 \angle 0^\circ \text{ V}$, com os semi-estatores ligados em série e em estrela, pelo EEE na Figura 6.15 facilmente se verifica que a impedância vista de entrada, \bar{Z}_{in} , é a indicada em (6. 8), pelo que a corrente no estator, \bar{I}_s é dada em (6. 9).

$$\bar{Z}_{in} = \bar{Z}_s + \bar{Z}_T // \bar{Z}_r, \text{ com } \begin{cases} \bar{Z}_s = r_s + j\omega \cdot \lambda_s \\ \bar{Z}_T = r_{fe} // j\omega \cdot L_m \\ \bar{Z}_r = r_r + j\omega \cdot \lambda_r \end{cases} \quad (6. 8)$$

$$\bar{I}_s = \frac{\bar{U}_s}{\bar{Z}_{in}} \quad (6. 9)$$

Sabendo a corrente no estator, pode tirar-se a queda de tensão interna nos enrolamentos de excitação do estator para a fase 1, $\overline{\Delta U}_s$, indicada em (6. 10), e, consequentemente, a tensão de magnetização, \bar{U}_{10} , indicada em (6. 11). Pela aplicação da lei de Ohm, pode tirar-se a corrente de magnetização, \bar{I}_{10} , indicada em (6. 12).

$$\overline{\Delta U}_s = \bar{Z}_s \cdot \bar{I}_s \quad (6. 10)$$

$$\bar{U}_{10} = \bar{U}_s - \overline{\Delta U}_s \quad (6. 11)$$

$$\bar{I}_{10} = \frac{\bar{U}_{10}}{\bar{Z}_T} \quad (6. 12)$$

A aplicação da lei de Kirchhoff (nós) permite tirar a corrente equivalente no rotor, \bar{I}_r , indicada em (6. 13). Por aplicação da lei de Ohm tira-se a queda de tensão interna equivalente no rotor, reduzida ao estator, $\overline{\Delta U}_r$, indicada em (6. 14), e a queda de tensão na

resistência fictícia proporcional à potência mecânica produzida pelo motor, \bar{U}_r , indicada em (6. 15).

$$\bar{I}_r = \bar{I}_s - \bar{I}_{10} \quad (6. 13)$$

$$\overline{\Delta U}_{r,kf} = \bar{Z}_{r,kf} \cdot \bar{I}_{r,kf} \quad (6. 14)$$

$$\bar{U}_{r,kf} = \bar{U}_{10,kf} - \overline{\Delta U}_{r,kf} \quad (6. 15)$$

Utilizando a tensão e a corrente de alimentação, é possível determinar o andamento da potência eléctrica injectada no motor, P_{elect} , como indicada em (6. 16). De igual forma é possível determinar as perdas de joule nos enrolamentos de excitação, $p_{j,s}$, e as perdas magnéticas p_{mag} , indicadas em (6. 17) e (6. 18), respectivamente. As perdas são definidas com a letra p minúscula enquanto as potências são definidas com a letra P maiúscula de forma a diferenciar as duas grandezas, embora tenham a mesma unidade. A subtração de (6. 17) e (6. 18) a (6. 16) permite obter a potência interna “transmitida” do estator para o rotor, P_{int} , como indicado em (6. 19). As perdas de joule equivalentes no rotor, $p_{j,r}$, são as indicadas em (6. 20) e a potência mecânica equivalente produzida pelo motor, P_{mec} , é a indicada em (6. 21).

$$P_{elect} = 3 \cdot U_{s,kf} \cdot I_{s,kf} \cos(\varphi), \text{ com } \varphi = \alpha_{U_{s,kf}} - \alpha_{I_{s,kf}} \quad (6. 16)$$

$$p_{j,s} = 3 \cdot r_s \cdot I_{s,kf}^2 \quad (6. 17)$$

$$p_{mag} = 3 \frac{U_{10,kf}^2}{r_{fe}} \quad (6. 18)$$

$$P_{int} = P_{elect} - P_{j,s} - P_{mag} \quad (6. 19)$$

$$p_{j,r} = 3 \cdot r_r \cdot I_{r,kf}^2 \quad (6. 20)$$

$$P_{mec} = 3 \cdot r_r \left(\frac{1-s}{s} \right) \cdot I_{r,kf}^2 \quad (6. 21)$$

A razão entre a potência mecânica desenvolvida pelo motor e a velocidade mecânica do motor, Ω_{mec} , indicada em (6. 22), dá origem ao binário electromagnético desenvolvido pelo motor, T_e , indicado em (6. 23).

$$\Omega_{mec} = \frac{\omega_s(1-s)}{p} \quad (6.22)$$

$$T_e = \frac{P_{mec}}{\Omega_{mec}} \quad (6.23)$$

Considerando a análise da configuração bipolar para a fase 1, obtiveram-se numericamente as características teóricas e compararam-se com os valores obtidos experimentalmente para ambas as temperaturas, como é possível verificar na Figura 6.18, Figura 6.20 e Figura 6.21.

Na Figura 6.18 encontra-se a comparação entre as características teórica e obtida por ensaio da corrente na fase 1 dos semi-estatores, em função da velocidade mecânica, para o motor com o rotor em alumínio com configuração bipolar à temperatura ambiente, com uma amplitude tensão composta de 40 V e à temperatura criogénica com uma amplitude de tensão composta de 23 V. Nesta é possível observar que a corrente no ensaio à temperatura criogénica é superior à do ensaio à temperatura ambiente, o que era de esperar, já que com temperaturas baixas a resistência eléctrica dos enrolamentos dos semi-estatores diminui.

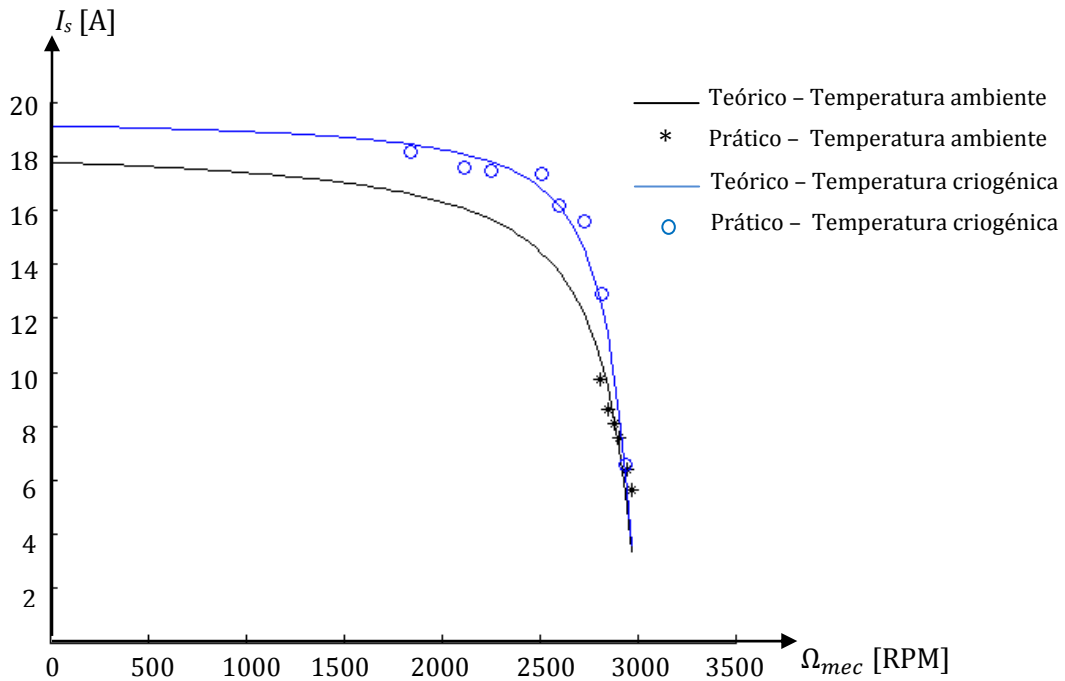


Figura 6.18: Comparação dos valores de corrente no estator teóricos, obtidos do EEE, por fase, e práticos obtidos de ensaio.

Como referido anteriormente, o ensaio à temperatura criogénica foi realizado com uma tensão de alimentação mais reduzida devido ao facto da fonte de alimentação estar

limitada a um máximo de 25 A, por fase. Com base nos esquemas eléctricos indicados na análise anterior, para uma tensão de alimentação de 40 V, a corrente pedida à fonte seria muito elevada para garantir a segurança no ensaio, como mostrado na Figura 6.19.

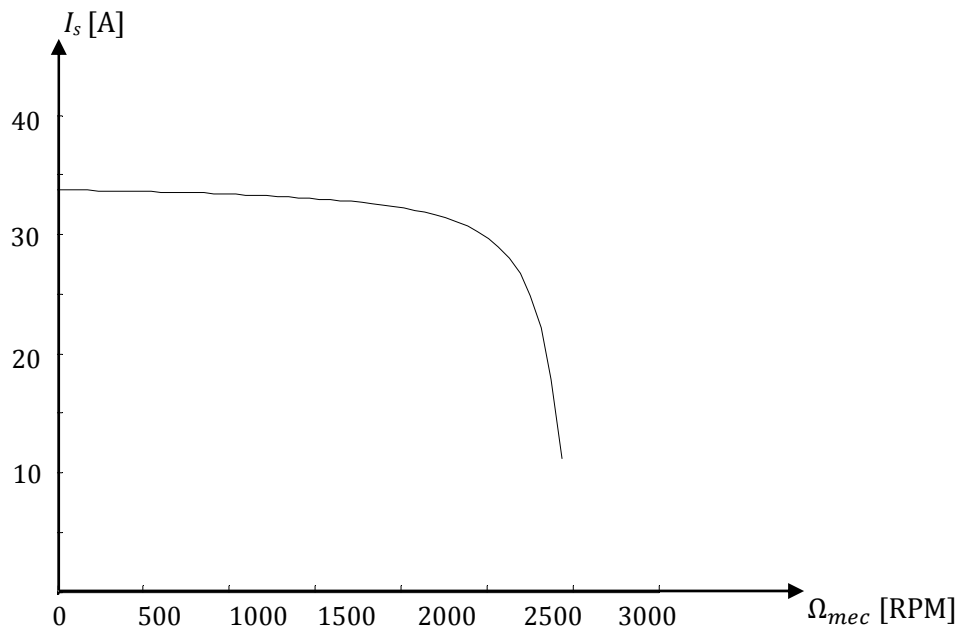


Figura 6.19: Característica teórica da corrente nos semi-estatores obtidos do EEE, por fase, para o motor com o rotor em alumínio com configuração bipolar à temperatura criogénica com uma tensão de alimentação composta de $U_c = 40$ V.

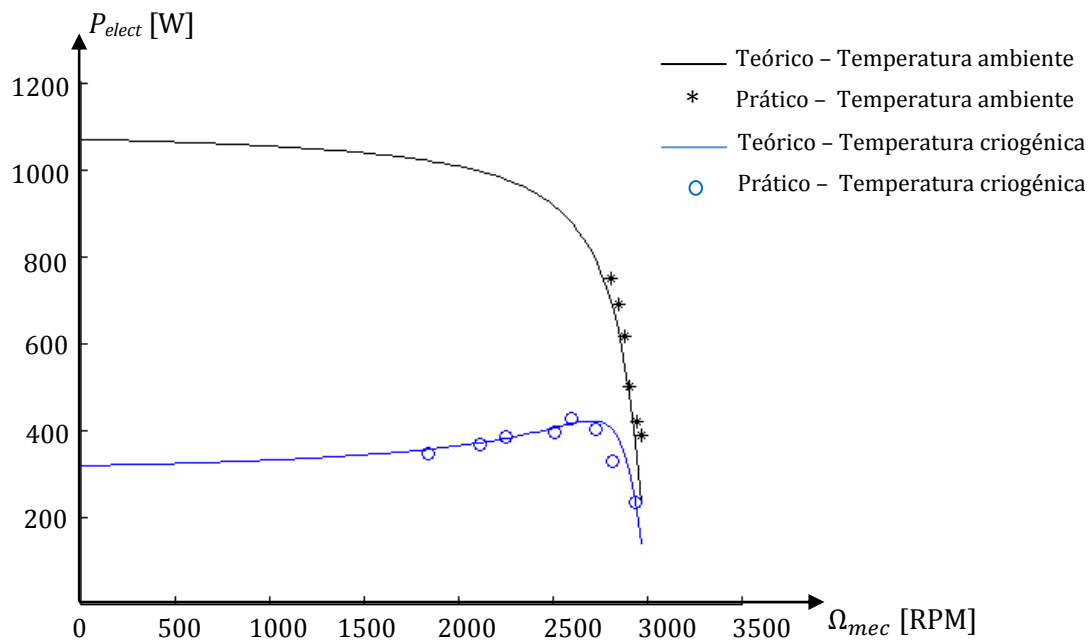


Figura 6.20: Comparação dos valores da potência eléctrica pedida ao gerador obtidos teoricamente do EEE, por fase, e práticos obtidos de ensaio.

Na Figura 6.20 encontra-se ilustrada a característica da potência eléctrica pedida à fonte, em função da velocidade mecânica do motor, para o motor com o rotor em alumínio com configuração bipolar à temperatura ambiente, com uma amplitude tensão composta de 40 V e à temperatura criogénica com uma amplitude de tensão composta de 23 V. É possível verificar que a potência pedida à fonte é superior no ensaio à temperatura ambiente devido à diminuição da resistividade eléctrica e, consequentemente, das perdas.

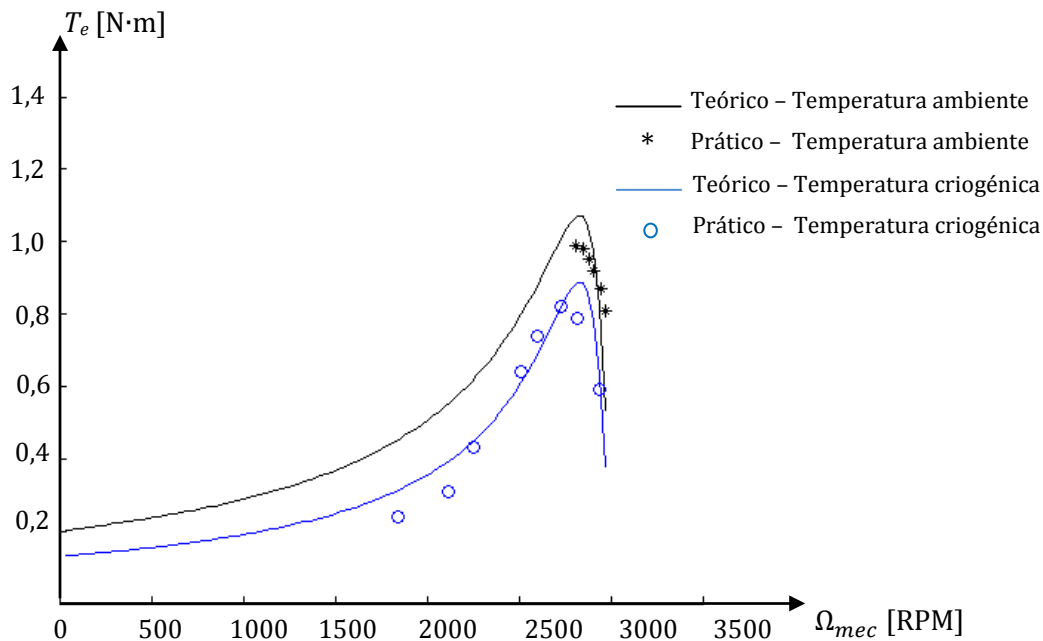


Figura 6.21: Comparação dos valores de binário electromagnético obtidos teoricamente através do EEE, por fase, e práticos obtidos de ensaio.

Na Figura 6.21 encontra-se ilustrada a característica do binário electromagnético desenvolvido pelo motor, em função da velocidade mecânica do motor. É possível observar que à temperatura ambiente é superior do que à temperatura criogénica, contudo deve notar-se que o ensaio à temperatura criogénica foi realizado com um nível de tensão inferior ao do ensaio à temperatura ambiente.

De forma idêntica ao realizado para a obtenção teórica da corrente na fase 1, recorrendo ao EEE e por análise numérica obteve-se a característica à temperatura criogénica com uma tensão de alimentação composta de 40V, mostrada na Figura 6.22. A comparação entre a Figura 6.21 e a Figura 6.22 permite concluir que se os ensaios fossem realizados com a mesma tensão de alimentação, o motor à temperatura criogénica teria um maior binário disponível que à temperatura ambiente.

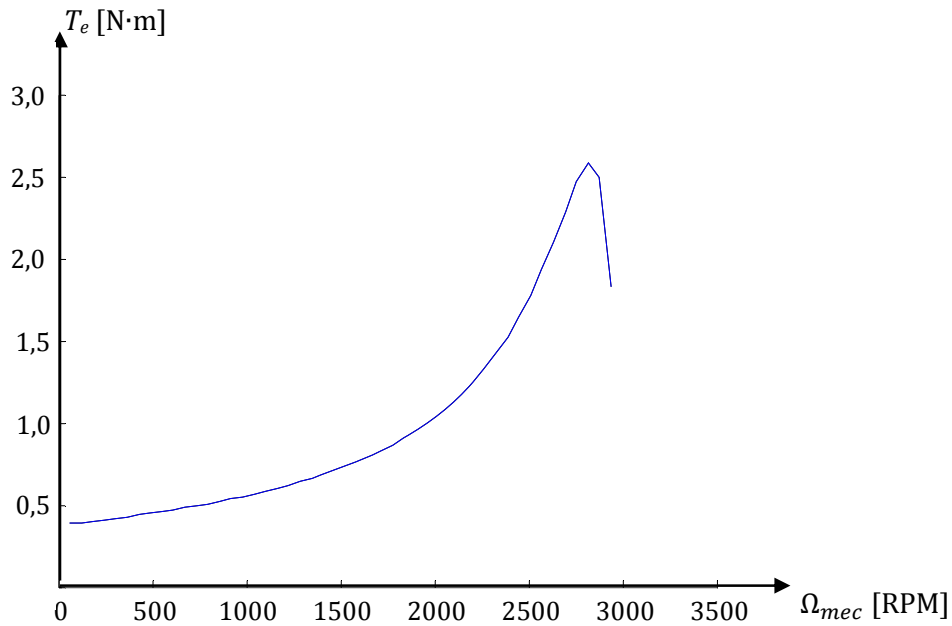


Figura 6.22: Característica teórica do binário electromagnético obtido do EEE, por fase, para a análise do motor com o rotor em alumínio com configuração bipolar à temperatura criogénica com uma tensão de alimentação composta de $U_c = 40$ V.

De forma idêntica para a configuração tetrapolar e octopolar, da realização do ensaio em carga obtiveram-se os valores do módulo da corrente na fase 1, o módulo da tensão composta entre a fase 1 e 3, a potência eléctrica total pedida à fonte, o binário e a velocidade mecânica do motor, indicados na Tabela 6.9 e na Tabela 6.10 para a temperatura ambiente e criogénica, respectivamente.

Tabela 6.9: Valores obtidos no ensaio em carga do motor com rotor em alumínio com configuração tetrapolar, para a temperatura ambiente e criogénica.

Temperatura	Ambiente					Criogénica				
Ensaio	I ₁ (A)	U ₁₃ (V)	P _{tot} (W)	T (N·m)	N (RPM)	I ₁ (A)	U ₁₃ (V)	P _{tot} (W)	T (N·m)	N (RPM)
1	6,01	40	447	1,58	1470	6,59	23	223,3	0,93	1460
2	6,89	40	491	1,66	1450	10,9	23	323,6	1,22	1400
3	7,45	40	533	1,81	1440	12,57	23	382,9	1,48	1380
4	7,98	40	606	1,99	1420	13,18	23	365,1	1,22	1310
5	9,57	40	680	1,97	1400	14,99	23	365,7	1,07	1250
6	9,98	40	709	2	1390	15,85	23	348,8	1,01	1130
7	-	-	-	-	-	16,87	23	326,9	0,88	1060
8	-	-	-	-	-	17,58	23	336,9	0,55	920

Tabela 6.10: Valores obtidos no ensaio em carga do motor com rotor em alumínio com configuração octopolar, para a temperatura ambiente e criogénica.

Temperatura	Ambiente					Criogénica				
Ensaio	I_1 (A)	U_{13} (V)	P_{tot} (W)	T (N·m)	N (RPM)	I_1 (A)	U_{13} (V)	P_{tot} (W)	T (N·m)	N (RPM)
1	5,91	40	384	3,22	740	8,63	23	303	2,63	723
2	6,98	40	425	3,45	730	11,71	23	343	3,42	700
3	7,5	40	501	3,87	720	12,89	23	392	3,08	685
4	8,4	40	575	3,92	710	14,75	23	395	2,72	651
5	8,97	40	630	3,94	690	16,68	23	375	1,89	620
6	-	-	-	-	-	16,89	23	376	1,23	548
7	-	-	-	-	-	17,76	23	358	1,19	528
8	-	-	-	-	-	17,98	23	353	0,94	464

Dos esquemas eléctricos monofásicos obtiveram-se as várias características teóricas, ilustradas nas figuras 6.25, 6.26 e 6.27, estando mostradas em simultâneo com os valores obtidos experimentalmente.

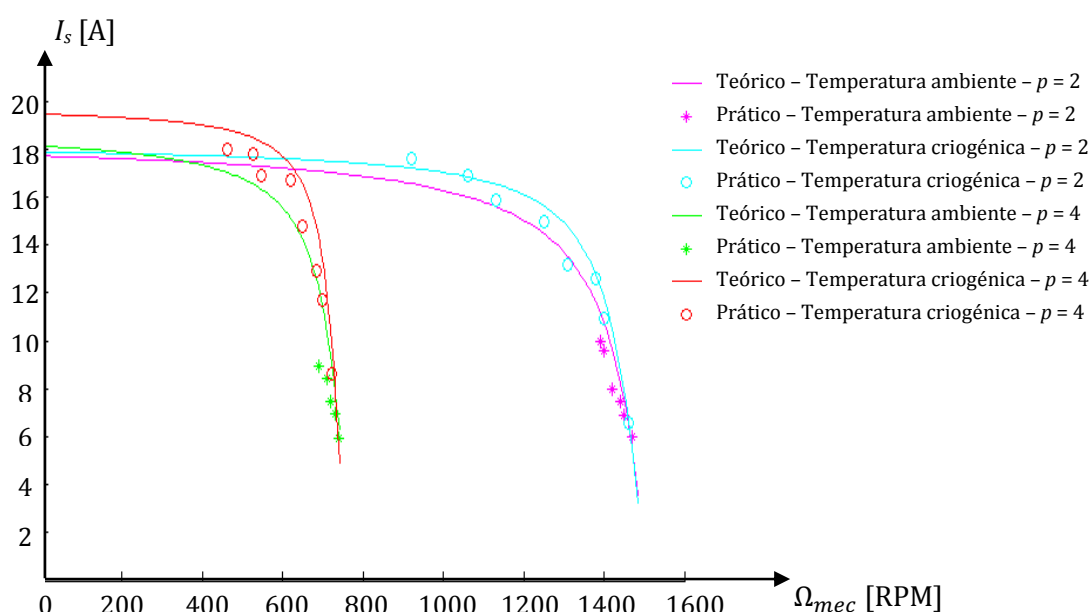


Figura 6.23: Comparação dos valores de corrente no estator obtidos teoricamente do de Steinmetz, por fase, e práticos obtidos de ensaio.

Na Figura 6.23 encontra-se a comparação dos valores de corrente no estator, para a fase 1, obtidos para o motor com o rotor em alumínio com configuração tetrapolar e octopolar, em função da velocidade mecânica, para o motor com o rotor em alumínio com configuração bipolar à temperatura ambiente, com uma amplitude tensão composta de 40 V e à temperatura criogénica, com uma amplitude de tensão composta de 23 V. Como é possível observar, à semelhança do verificado para a configuração bipolar na Figura 6.18,

o ensaio à temperatura criogénica é realizado com uma tensão de 23 V e mesmo assim apresenta valores de corrente superiores ao ensaio à temperatura ambiente, justificado pela redução da impedância dos enrolamentos de excitação com a temperatura.

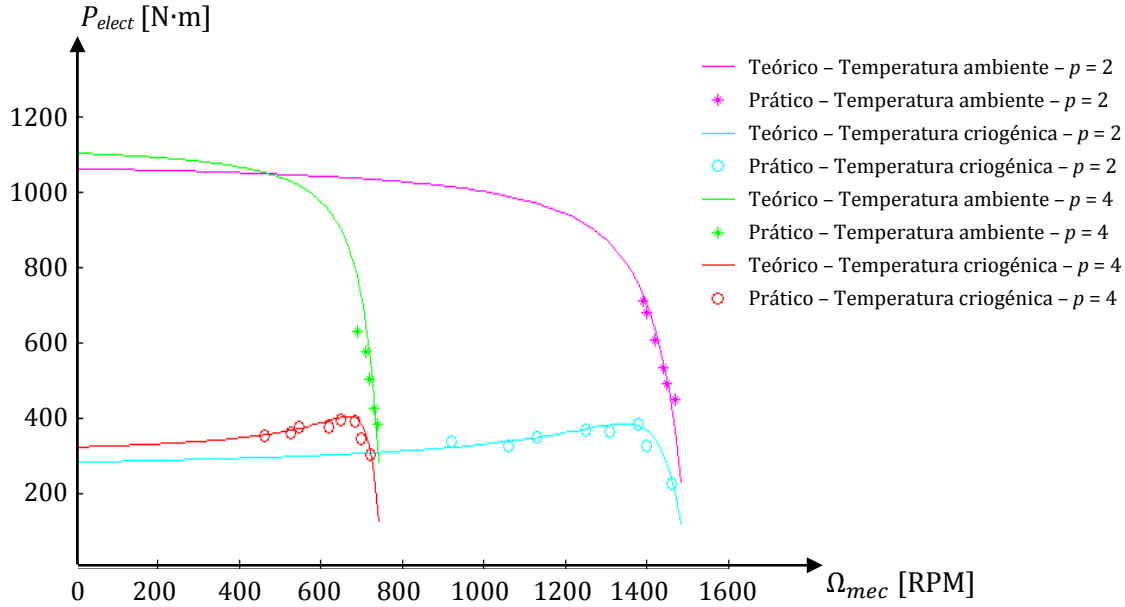


Figura 6.24: Comparação dos valores da potência eléctrica pedida ao gerador obtidos teoricamente do de Steinmetz, por fase, e práticos obtidos de ensaio.

A Figura 6.24 mostra a comparação dos valores da potência eléctrica, pedida ao gerador, em função da velocidade mecânica, para o motor com o rotor em alumínio, para as configurações tetrapolar e octopolar, à temperatura ambiente, com uma amplitude tensão composta de 40 V e à temperatura criogénica com uma amplitude de tensão composta de 23 V. Comparando com a Figura 6.20 é possível verificar que o andamento se mantém idêntico para as três configurações, sendo a potência pedida à fonte à temperatura ambiente superior à pedida à temperatura ambiente devido à tensão de alimentação e à impedância também o ser.

A Figura 6.25 mostra a comparação dos valores do binário electromagnético desenvolvido pelo motor, em função da velocidade mecânica, para o motor com o rotor em alumínio, para as configurações tetrapolar e octopolar, à temperatura ambiente, com uma amplitude tensão composta de 40 V e à temperatura criogénica com uma amplitude de tensão composta de 23 V. Comparando com a Figura 6.21 é possível verificar que a característica se mantém idêntica para as três configurações, sendo a velocidade inversamente proporcional ao binário e o binário proporcional ao número de par de polos. De igual forma ao referido anterior, a comparação entre as características mostra,

enganosamente, que o binário desenvolvido à temperatura criogénica é inferior ao à temperatura ambiente. Tal facto deve-se ao facto da tensão de alimentação para o ensaio à temperatura criogénica ser inferior devido à limitação eléctrica da fonte de alimentação. Contudo, como verificado em Figura 6.22, se os ensaios fossem realizados com uma tensão de alimentação de 40 V, o motor à temperatura criogénica teria um maior binário disponível que à temperatura ambiente.

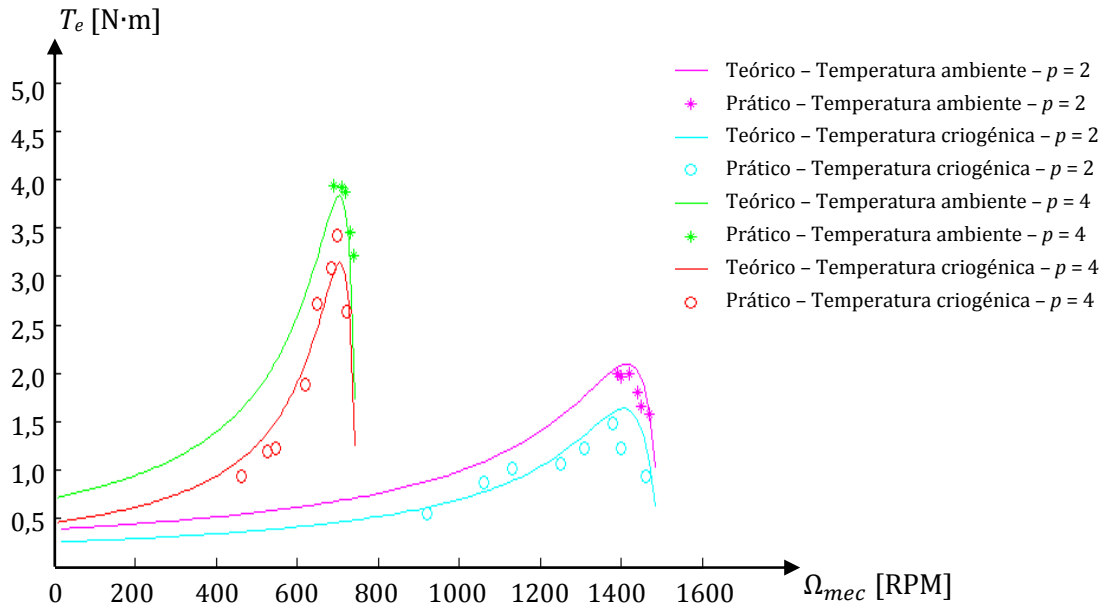


Figura 6.25: Comparação dos valores de binário electromagnético obtidos teoricamente do de Steinmetz, por fase, e práticos obtidos de ensaio.

O rendimento do motor, para cada configuração polar e temperatura, é obtido pela razão entre a potência útil e a potência eléctrica de entrada pedida à fonte de alimentação. A potência útil é a potência mecânica subtraída das perdas por atrito no sistema, logo o rendimento é dado por

$$\eta = \frac{P_{\text{útil}}}{P_{\text{elect}}} \times 100 = \frac{P_{\text{mec}} - p_a}{P_{\text{elect}}} \times 100. \quad (6.24)$$

Utilizando os valores acima indicados e (6.24) define-se a característica do rendimento, em função da velocidade mecânica, para o motor com o rotor em alumínio, para as configurações tetrapolar e octopolar, à temperatura ambiente, com uma amplitude tensão composta de 40 V e à temperatura criogénica com uma amplitude de tensão composta de 23 V, mostrada na Figura 6.26. Verifica-se um incremento do rendimento para a temperatura criogénica. Tal deve-se ao facto das perdas por efeito de joule e as

perdas por atrito mecânico nos rolamentos de transmissão diminuirão. É de notar que para a construção deste gráfico não foram tomadas em consideração a parte da refrigeração. A inclusão desta iria decrementar o rendimento.

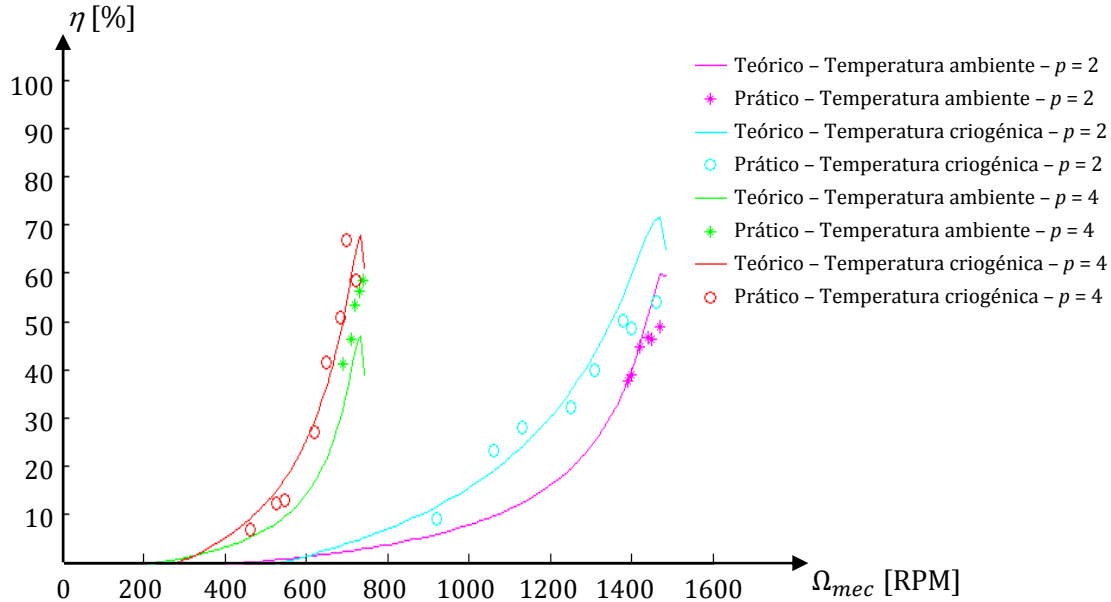


Figura 6.26: Comparação dos valores de rendimento obtidos teoricamente do de Steinmetz, por fase, e práticos obtidos de ensaio.

6.2.3- Ensaio do motor Supercondutor

De forma idêntica ao motor convencional, o motor com o rotor composto por material SAT multi-semente foi ensaiado com o objectivo de se definir um EEE que o caracterize. O motor com o rotor SAT não foi ensaiado para a configuração octopolar devido ao facto de com a alimentação de uma tensão composta de 23 V serem exigidas correntes que não estavam disponíveis com os equipamentos disponíveis no laboratório.

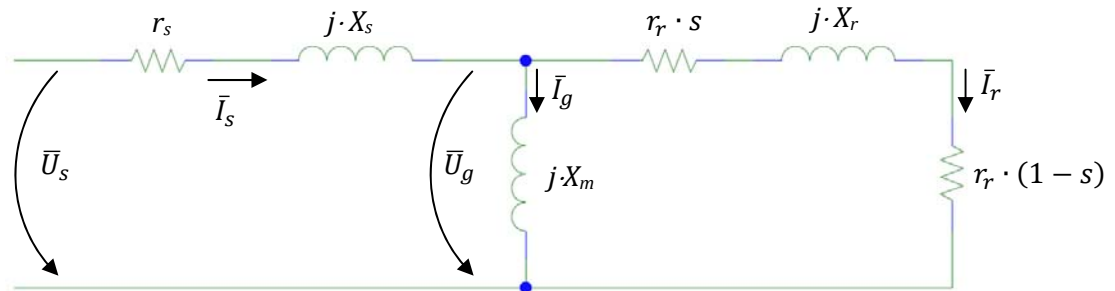


Figura 6.27: Esquema eléctrico equivalente do motor em disco com o rotor SAT.

Como verificado no capítulo 3 – Motor em disco, o motor com o rotor SAT apresenta o EEE que depende da condição de operação do motor. Para o regime síncrono, os parâmetros do lado do rotor ficam a depender da carga aplicada sendo, por isso, difíceis de prever. Já para o regime assíncrono, considerando o regime permanente de operação, é possível definir os valores das grandezas eléctricas presentes no EEE, indicado na Figura 6.27, por ensaio do motor. A análise foi considerada para a fase $kf = 1$.

6.2.3.1 – Ensaio com o rotor bloqueado

De modo a obter as características do motor com o rotor SAT em regime assíncrono procedeu-se inicialmente ao ensaio com o rotor bloqueado de modo a obter o ângulo de histerese, que se assume constante para todo o regime assíncrono.

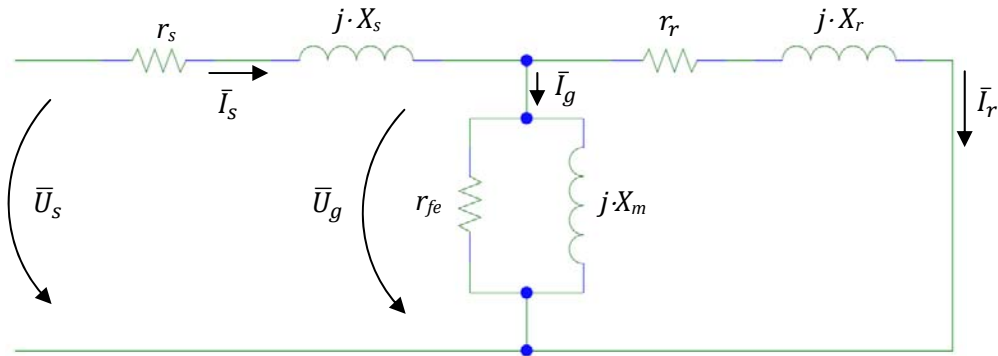


Figura 6.28: EEE equivalente do motor em disco de com o rotor SAT para o ensaio com o rotor bloqueado.

De forma idêntica ao realizado para o motor com o rotor em alumínio, neste ensaio o rotor do motor é bloqueado de modo a garantir escorregamento máximo. Uma vez que o rotor está imóvel, pode considerar-se que toda a potência interna é transformada em perdas no rotor, sendo o EEE equivalente o indicado na Figura 6.29. Pelo verificado no capítulo 3 – Motor em Disco, a reactância de magnetização e a resistência e reactância fictícias do rotor são as indicadas em (6. 25) - (6. 27).

$$X_m = \frac{(k_w \cdot N_{ph})^2 \cdot \omega \cdot m \cdot (r_{out}^2 - r_{in}^2) \cdot \mu_0}{l_g \cdot \pi \cdot p^2} \quad (6. 25)$$

$$r_r = \frac{2 \cdot (k_w \cdot N_{ph})^2 \cdot \omega \cdot m \cdot (r_{out}^2 - r_{in}^2) \cdot \mu_r \cdot \mu_0}{t_r \cdot \pi \cdot p^2} \text{sen}(\delta) \quad (6. 26)$$

$$X_r = \frac{2 \cdot (k_w \cdot N_{ph})^2 \cdot \omega \cdot m \cdot (r_{out}^2 - r_{in}^2) \cdot \mu_r \cdot \mu_0}{t_r \cdot \pi \cdot p^2} \cos(\delta) \quad (6.27)$$

Para os valores considerados no capítulo 4 – Dimensionamento, indicado na

Tabela 6.11 podem calcular-se os valores dos parâmetros, como indicado em (6.28) - (6.30), com Z_h indicado em (6.31).

$$X_m = \frac{52,02}{p^2} \quad (6.28)$$

$$r_r = Z_h \cdot \sin(\delta) \quad (6.29)$$

$$X_r = Z_h \cdot \cos(\delta) \quad (6.30)$$

$$Z_h = \frac{52,02 \cdot \mu_r}{p^2} \quad (6.31)$$

Tabela 6.11: Parâmetros do motor com o rotor SAT em estudo.

Designação		Valores	Unidades
Raio externo do rotor	r_{out}	100	mm
Raio interno do rotor	r_{in}	10	mm
Entreferro	l_g	5	mm
Altura do rotor	t_r	10	mm
Factor de enrolamento	k_w	0,5	--
Número de espiras, por fase	N_{ph}	8×66	espiras
Número de par de pólos	p	2 ou 4	--
Frequência angular	ω	$100 \cdot \pi$	$\text{rad} \cdot \text{s}^{-1}$
Permeabilidade magnética do ar	μ_0	$4 \cdot \pi \times 10^{-7}$	$\text{H} \cdot \text{m}^{-1}$
Número de fases	m	3	--

Os valores da impedância dos semi-estatores consideram-se iguais ao retirado do ensaio com o rotor bloqueado do motor convencional, à temperatura criogénica, identificados na Tabela 6.3. De igual forma, o valor da resistência fictícia proporcional às perdas magnéticas no núcleo ferromagnético também se considerou idêntica à retirada do ensaio em vazio para o motor convencional, como indicado na Tabela 6.5. Assim, os parâmetros do EEE para um e dois pares de pólos são os indicados na Tabela 6.12.

Tabela 6.12: Parâmetros considerados na análise do motor com rotor SAT para as configurações bipolar e tetrapolar à temperatura criogénica

Parâmetro	Bipolar	Tetrapolar
r_s	0,25	0,25
X_s	0,317	0,346
r_{fe}	40,2	41,7
X_m	52,02	13,01
r_r	$52,02 \cdot \mu_r \cdot \sin(\delta)$	$13,01 \cdot \mu_r \cdot \sin(\delta)$
X_r	$52,02 \cdot \mu_r \cdot \cos(\delta)$	$13,01 \cdot \mu_r \cdot \cos(\delta)$

Do módulo de medição de potência eléctrica utilizado, para cada ensaio registaram-se os valores do módulo da corrente na fase 1, o módulo da tensão composta entre a fase 1 e 3, a potência eléctrica total cedida pela fonte, tendo-se obtido os resultados mostrados na Tabela 6.13.

Tabela 6.13: Valores obtidos no ensaio com rotor bloqueado no motor com o rotor SAT, para a temperatura ambiente e criogénica, para dois e quatro pólos.

Configuração polar	Ensaio	I_1 [A]	U_{13} [V]	P_{tot} [W]	\bar{Z}_{in_rb} [Ω]	δ [°]
Bipolar	1	11,3	18	245,6	0,92	45,8
	2	8,1	13	128,2	0,92	45,6
	3	4,5	7	37,1	0,89	47,5
	4	1,9	3	6,8	0,87	48,9
	média	--	--	--	0,902	46,93
Tetrapolar	1	20,2	18	459,1	0,515	43,1
	2	14,4	13	239,4	0,521	42,4
	3	7,9	7	69,4	0,511	43,6
	4	3,3	3	12,8	0,533	40,9
	média	--	--	--	0,52	42,5

Dos resultados obtidos calcularam-se os valores do módulo e argumento da impedância vista da entrada para a situação de rotor bloqueado, como indicado em (6. 32) e (6. 33), respectivamente, de modo a obter \bar{Z}_{in_rb} , para cada ensaio e, depois, o valor médio. Estes encontram-se na Tabela 6.13.

$$Z_{in_rb} = \frac{U_{13}}{\sqrt{3} \cdot I_1} \quad (6. 32)$$

$$\varphi_{in_rb} = \cos^{-1} \left(\frac{P_{tot}}{\sqrt{3} \cdot U_{13} \cdot I_1} \right) \quad (6. 33)$$

Pela análise do EEE indicado na Figura 6.26 verifica-se que a impedância vista da entrada para a situação de rotor bloqueado é a indicada em (6. 34), sendo \bar{Z}_s a impedância

do estator, \bar{Z}_T a impedância equivalente transversal e \bar{Z}_r a impedância equivalente do rotor.

$$\bar{Z}_{in_rb} = \bar{Z}_s + \bar{Z}_T // \bar{Z}_r, \text{ com } \begin{cases} \bar{Z}_s = r_s + jX_s \\ \bar{Z}_T = r_{fe} // jX_m \\ \bar{Z}_r = r_r + jX_r \end{cases} \quad (6.34)$$

Resolvendo (6.34) obtém-se \bar{Z}_r . Da comparação do módulo de \bar{Z}_r com (6.31) pode obter-se o valor da permeabilidade magnética relativa do material SAT utilizado, como mostrado em (6.35). O valor do ângulo de histerese é dado pela comparação da parte imaginária de \bar{Z}_r com (6.30), obtida através de (6.36).

$$Z_r = Z_h = \frac{52,02 \cdot \mu_r}{p^2} \Rightarrow \mu_r = \frac{Z_h \cdot p^2}{52,02} \quad (6.35)$$

$$\delta = \cos^{-1} \left(\frac{\mathcal{I}\{\bar{Z}_r\}}{Z_h} \right) \quad (6.36)$$

Da análise dos resultados obtidos do ensaio com o rotor bloqueado, presentes na Tabela 6.13, e de (6.35) e (6.36) obtiveram-se os valores de permeabilidade magnética relativa e do ângulo de histerese, indicados na Tabela 6.14.

Tabela 6.14: Valores de permeabilidade magnética relativa e do ângulo de histerese obtidos no ensaio com rotor bloqueado no motor com o rotor SAT, para a temperatura ambiente e criogénica, para dois e quatro pólos.

Configuração polar	Bipolar	Tetrapolar
μ_r	0,0098	0,0103
δ [°]	46,85	88,29
r_r [Ω]	0,371	0,134
X_r [Ω]	0,348	0,004

Como se pode verificar pelos resultados obtidos na Tabela 6.14, a permeabilidade relativa do material SAT utilizado apresenta um valor muito similar, como era de esperar, devendo-se a diferença a possíveis erros na recolha dos valores de ensaio e arredondamentos. Utilizando a Tabela 6.12 e os valores da permeabilidade magnética

complexa e do ângulo de histerese, podem definir-se os valores da resistência e da reactância de dispersão equivalente do rotor, indicados na Tabela 6.14.

6.2.3.2 – Ensaio em vazio mecânico

O motor com o rotor SAT apresenta uma característica díspar do homólogo convencional com o rotor em alumínio. Sem qualquer carga mecânica imposta, o motor apresenta uma velocidade igual à do campo girante. Desta forma, o valor de binário medido no módulo de potência mecânica representa unicamente as perdas por atrito nos rolamentos de transmissão e o de atrito do rotor a rodar no líquido criogénico.

Nesta situação o escorregamento é nulo, pelo que toda a potência interna disponível dá origem à potência mecânica necessária para colmatar cargas de atrito. Assim, o EEE é o definido na Figura 6.29. Da comparação com o obtido no ensaio com o rotor bloqueado verifica-se que é idêntico, já que neste caso a resistência fictícia proporcional às perdas no rotor é nula e, por isso, toda a potência interna é igual à potência mecânica desenvolvida pelo motor para vencer as perdas por atrito existentes, já que não existe carga acoplada.

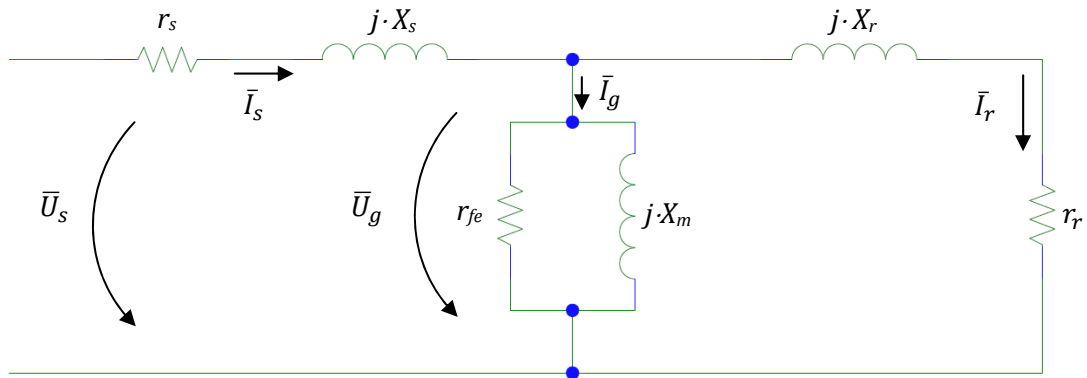


Figura 6.29: EEE de, por fase, para o ensaio com o rotor em vazio mecânico na análise do motor com o rotor SAT.

Os valores do binário e da velocidade mecânica de rotação do motor foram medidos, encontrando-se na Tabela 6.15, para as configurações bipolar e tetrapolar, à temperatura criogénica. De forma idêntica ao verificado no ensaio do motor convencional, a temperaturas criogénicas o binário resistente devido ao atrito nos rolamentos diminui. Como tal, o produto do binário pela velocidade angular mecânica de rotação, em rad·s⁻¹, dá as perdas por atrito, como indicado em (6. 37), estando os valores indicados na Tabela 6.15.

$$p_a = T_{vazio} \cdot \left(N_{vazio} \frac{2\pi \cdot p}{60} \right) \quad (6. 37)$$

Tabela 6.15: Velocidade mecânica de rotação do motor e binário obtido do ensaio em vazio do motor com o rotor SAT com as configurações bipolar e tetrapolar à temperatura criogénica.

Configuração polar	Bipolar	Tetrapolar
N_{vazio} [RPM]	3000	1500
T_{vazio} [N·m]	0,01	0,01
p_a [W]	3,14	3,14

É importante notar que para a configuração tetrapolar a velocidade de operação do motor é menor, pelo que as perdas por atrito também o são. Comparativamente às perdas por atrito verificadas no ensaio do motor convencional à temperatura criogénica, o motor SAT apresenta perdas maiores devido ao rotor apresentar uma espessura maior.

Pelos resultados obtidos anteriormente e pelas Tabela 6.5 e Tabela 6.6 é possível escrever o EEE para as configurações bipolar e tetrapolar à temperatura criogénica.

6.2.3.3 – Ensaio do motor SAT em carga

De forma idêntica ao realizado para o motor convencional, de modo a verificar a dinâmica do motor procedeu-se ao ensaio em carga mecânica conseguida com recurso a um gerador DC que alimentava um convector de calor.

Tabela 6.16: Valores obtidos no ensaio em carga do motor com rotor SAT para as configurações bipolar e tetrapolar à temperatura criogénica.

Configuração	Bipolar					Tetrapolar				
Ensaio	I_1 (A)	U_{13} (V)	P_{tot} (W)	T (N·m)	N (RPM)	I_1 (A)	U_{13} (V)	P_{tot} (W)	T (N·m)	N (RPM)
1	15,2	23	422,5	0,01	3000	25,2	23	781,4	0,01	1500
2	15,1	23	422,5	0,12	3000	25,3	23	781,3	0,11	1500
3	14,9	23	422,5	0,21	3000	25,2	23	782,1	0,34	1500
4	15,1	23	422,5	0,54	3000	25,4	23	781,5	0,58	1500
5	15,2	23	422,5	0,69	3000	25,2	23	781,1	0,96	1500
6	15,1	23	422,5	0,76	3000	25,3	23	782,1	1,13	1500
7	14,9	23	422,5	0,76	3000	25,4	23	782,2	1,52	1500
8	15,2	23	422,5	0,76	3000	25,4	23	781,5	1,74	1500
9	15,2	23	423,1	0,76	2950	25,2	23	781,1	1,73	1475
10	15,1	23	421,9	0,76	2830	25,3	23	781,2	1,74	1410
11	15,1	23	423,2	0,76	2720	25,2	23	781,2	1,73	1295
12	11,9	23	422,7	0,77	2590	25,3	23	782,2	1,73	1187
13	15,2	23	422,4	0,77	2325	25,4	23	781,9	1,73	1103
14	15,1	23	422,1	0,76	2120	25,3	23	781,7	1,74	995
15	15,1	23	422,8	0,76	1980	25,3	23	782,1	1,74	981
16	15,2	23	422,9	0,77	1880	25,4	23	781,9	1,73	965
17	14,9	23	442,0	0,77	1750	25,3	23	782,2	1,74	867

Os resultados obtidos para as configurações bipolar e tetrapolar, à temperatura criogénica, encontram-se mostrados na Tabela 6.16. Estes ensaios foram realizados com uma tensão de alimentação composta de 23 V por forma a pedir correntes em ensaio “seguros” para a fonte de alimentação. Utilizando os valores dos parâmetros do EEE obtidos anteriormente podem determinar-se as características teóricas esperadas.

Considerando que a tensão de alimentação no ensaio à temperatura ambiente é de $\bar{U}_s = \frac{23}{\sqrt{3}} \angle 0^\circ \text{V}$, com os estatores ligados em série e em estrela, pelo esquema da Figura 6.27, verifica-se que a impedância vista de entrada, \bar{Z}_{in} é igual á do ensaio com o rotor bloqueado, indicada em (6. 34), pelo que a corrente no estator, $\bar{I}_{s,1}$ é dada em (6. 38).

$$\bar{I}_{s,k} = \frac{\bar{U}_{s,k}}{\bar{Z}_{in}} \quad (6. 38)$$

De forma idêntica ao realizado para o motor convencional, a partir da análise dos esquemas equivalentes é possível obter as grandezas eléctricas em cada elemento do EEE, indicadas em (6. 10) - (6. 15), bem como a potência eléctrica, P_{elect} , as perdas de joules nos enrolamentos de excitação, $p_{j,s}$, as perdas magnéticas, p_{mag} , e a potência interna, P_{int} , indicadas em (6. 16), (6. 17), (6. 18) e (6. 19), respectivamente. Pela análise do EEE verifica-se que as perdas no rotor e a potência mecânica desenvolvida são dadas por (6. 39) e (6. 40), pelo que a potência interna é definida como indicado em (6. 41).

$$p_{j,r} = m \cdot r_r(s) \cdot I_{r,kf}^2 \quad (6. 39)$$

$$P_{mec} = m \cdot r_r(1 - s) \cdot I_{r,kf}^2 \quad (6. 40)$$

$$P_{int} = P_{mec} + p_{j,r} = m \cdot r_r \cdot I_{r,kf}^2 \quad (6. 41)$$

A razão entre a potência mecânica desenvolvida pelo motor e a velocidade mecânica do motor, Ω_{mec} , indicada em (6. 22), dá origem ao binário electromagnético desenvolvido pelo motor, T_e , indicado em (6. 23). Como a potência mecânica desenvolvida é proporcional a $(1 - s)$, facilmente se verifica que no regime assíncrono o binário apresenta um valor constante, como já tinha sido verificado anteriormente. Assim, o binário desenvolvido pode ser escrito em função da potência interna, P_{int} , como indicado em (6. 42).

$$T_e = \frac{P_{mec}}{\Omega_{mec}} = \frac{p \cdot P_{int}}{\omega_s} \quad (6.42)$$

Usando os valores dos parâmetros dos esquemas equivalentes e pela análise anterior pode obter-se as características teóricas dos motores. Na Figura 6.30 estão representadas as correntes, teórica e experimental, obtidas por ensaio para o motor com o rotor SAT em configuração bipolar, em função da velocidade mecânica do motor.

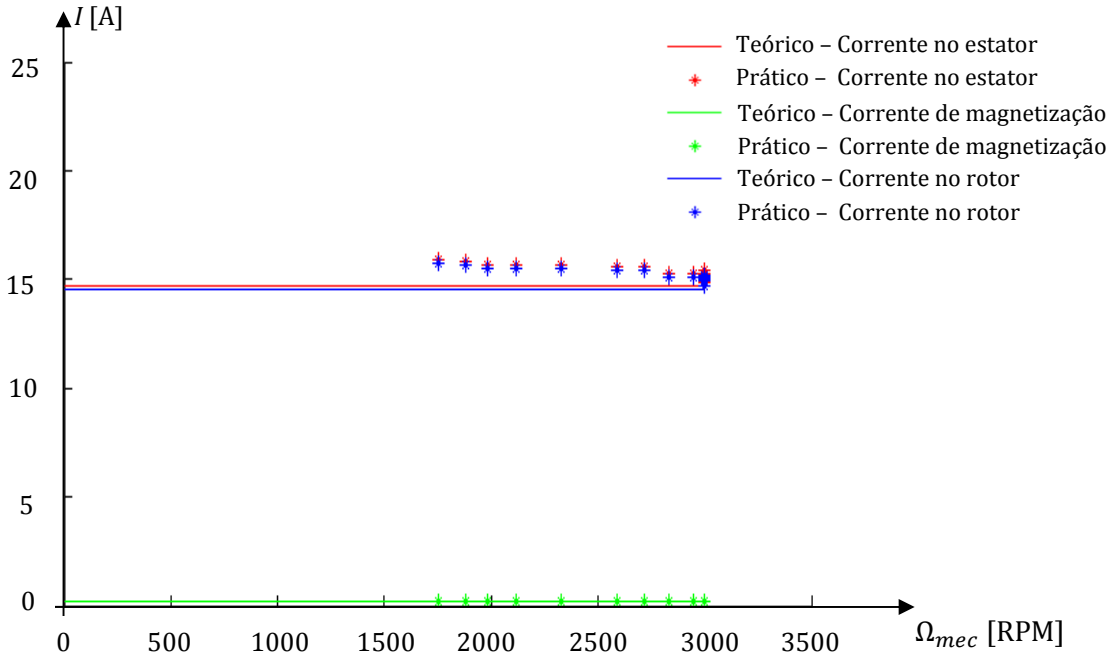


Figura 6.30: Comparação dos valores das correntes obtidos teoricamente do EEE, por fase, e práticos obtidos de ensaio, para o motor com o rotor SAT com configuração bipolar.

Como se pode observar, as correntes obtidas experimentalmente são aproximadamente iguais às esperadas teoricamente. A diferença entre os valores deve-se a aproximações realizadas na aquisição dos valores e a erros decorrentes dessa mesma operação. É importante referir que só se mediu o valor da corrente de alimentação dos semi-estatores, contudo, com recurso ao EEE, obtiveram-se os valores teórico-experimentais. Utilizando (6. 16) - (6. 19) e (6. 39) - (6. 41) podem obter-se as características das potências envolvidas no sistema. Estas encontram-se representadas na Figura 6.31. Como se pode verificar, os valores experimentais estão de acordo com os teoricamente esperados.

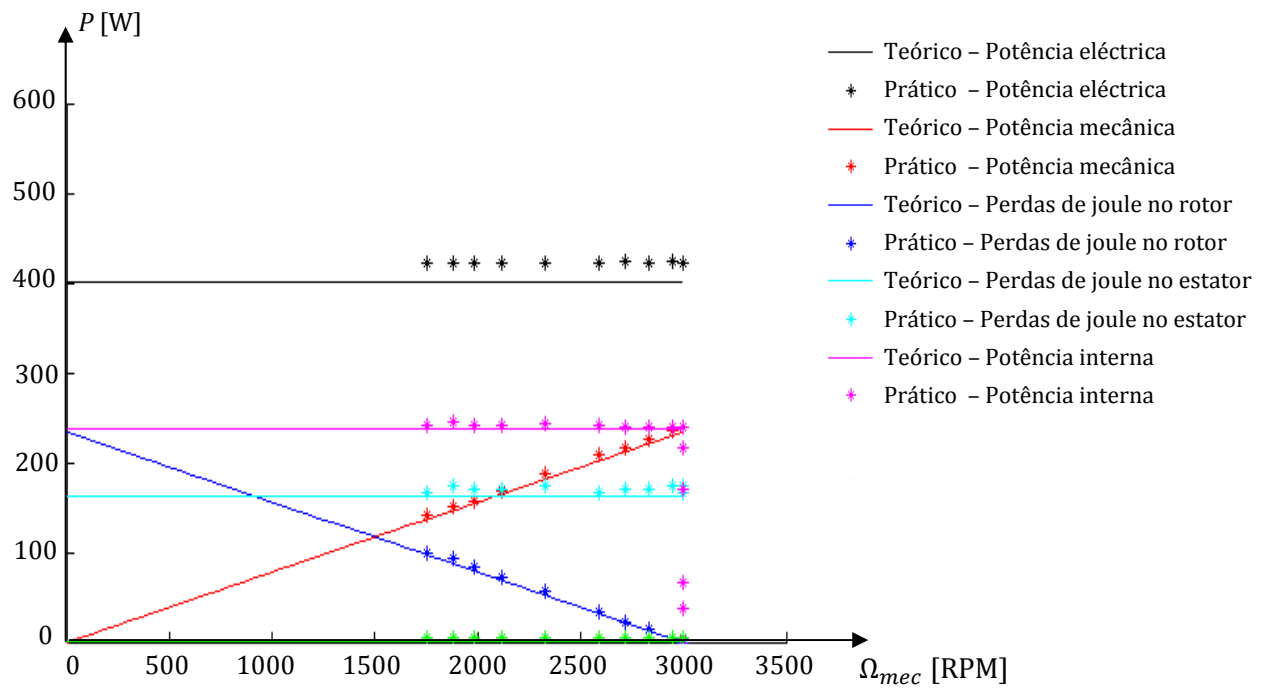


Figura 6.31: Comparação dos valores das potências obtidos teoricamente do EEE, por fase, e práticos obtidos de ensaio para o motor com o rotor SAT com configuração bipolar.

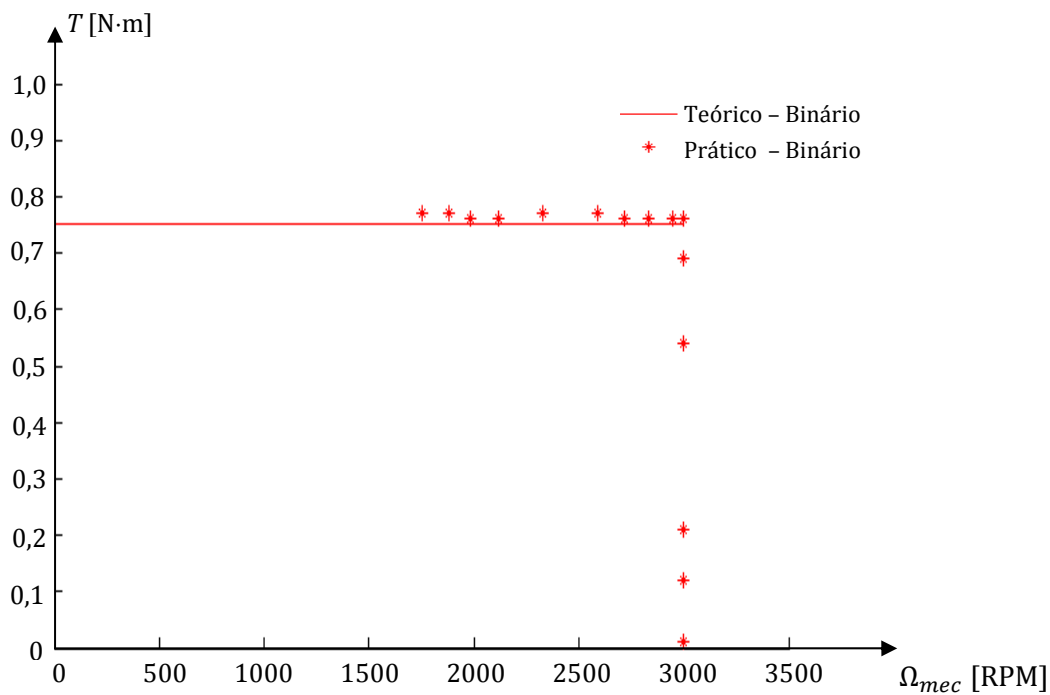


Figura 6.32: Característica do binário electromagnético total desenvolvido no motor, para o motor com o rotor SAT com configuração bipolar.

Utilizando a equação (6. 42) pode obter-se a característica do binário desenvolvido pelo motor. Esta está representada na Figura 6.32, em função da velocidade mecânica do motor, encontrando-se também os valores obtidos experimentalmente do ensaio em carga. É de notar que este se apresenta aproximadamente constante no regime assíncrono, como era de esperar, apresentado vários valores para a velocidade de sincronismo, sendo estes dependentes da carga aplicada.

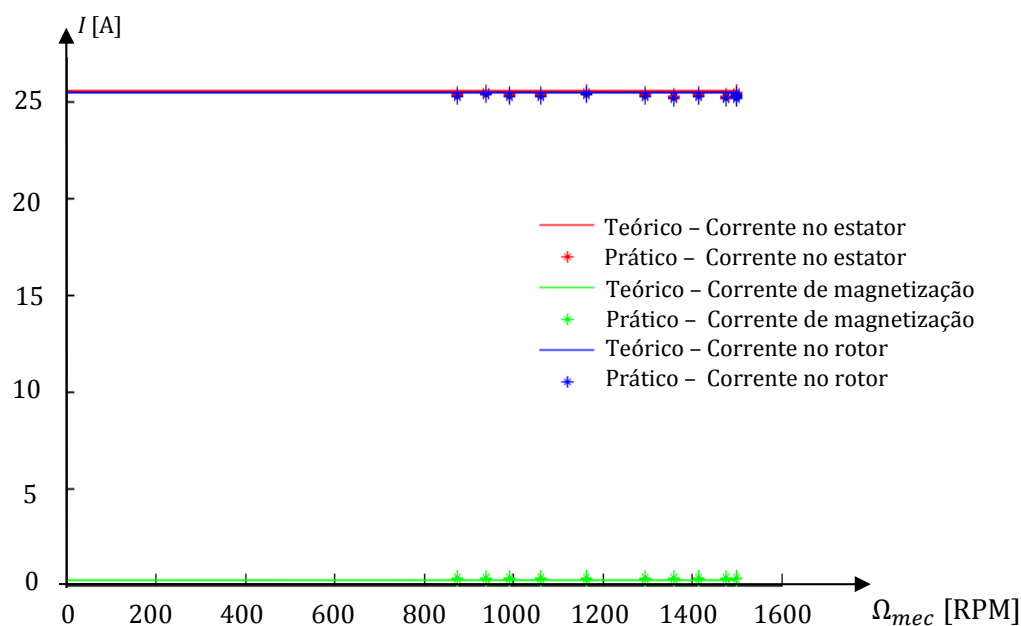


Figura 6.33: Comparação dos valores das correntes obtidos teoricamente do EEE, por fase, e práticos obtidos de ensaio, para o motor com o rotor SAT com configuração tetrapolar.

De igual forma ao verificado anteriormente, os valores experimentais apresentam-se semelhantes aos teoricamente esperados. Neste caso a diferença nos valores devem-se, provavelmente, a aproximações realizadas na aquisição dos valores, a erros decorrentes dessa mesma operação e à existência de binários resistentes que foram desprezados nos cálculos teóricos.

Do ensaio para a configuração tetrapolar, obtiveram-se as características das correntes, potências e binário desenvolvido pelo motor, em função da velocidade mecânica do motor, mostradas na Figura 6.33, Figura 6.34 e Figura 6.35. A análise da Figura 6.34 permite verificar que, comparativamente à mesma característica para a configuração bipolar mostrada na Figura 6.30, a amplitude das correntes é superior. Tal era de esperar já que como verificado pelo EEE, a impedância do circuito diminui, pelo que, para a mesma tensão de alimentação, a corrente será superior. Como a corrente de alimentação aumenta, o valor das potências também aumenta, como é possível verificar na Figura 6.34. A comparação entre as características obtidas para o binário desenvolvido pelo motor com configuração bipolar, Figura 6.32, e tetrapolar, Figura 6.35, pode verificar-se que a relação entre os binários desenvolvidos é proporcional ao número de par de pólos.

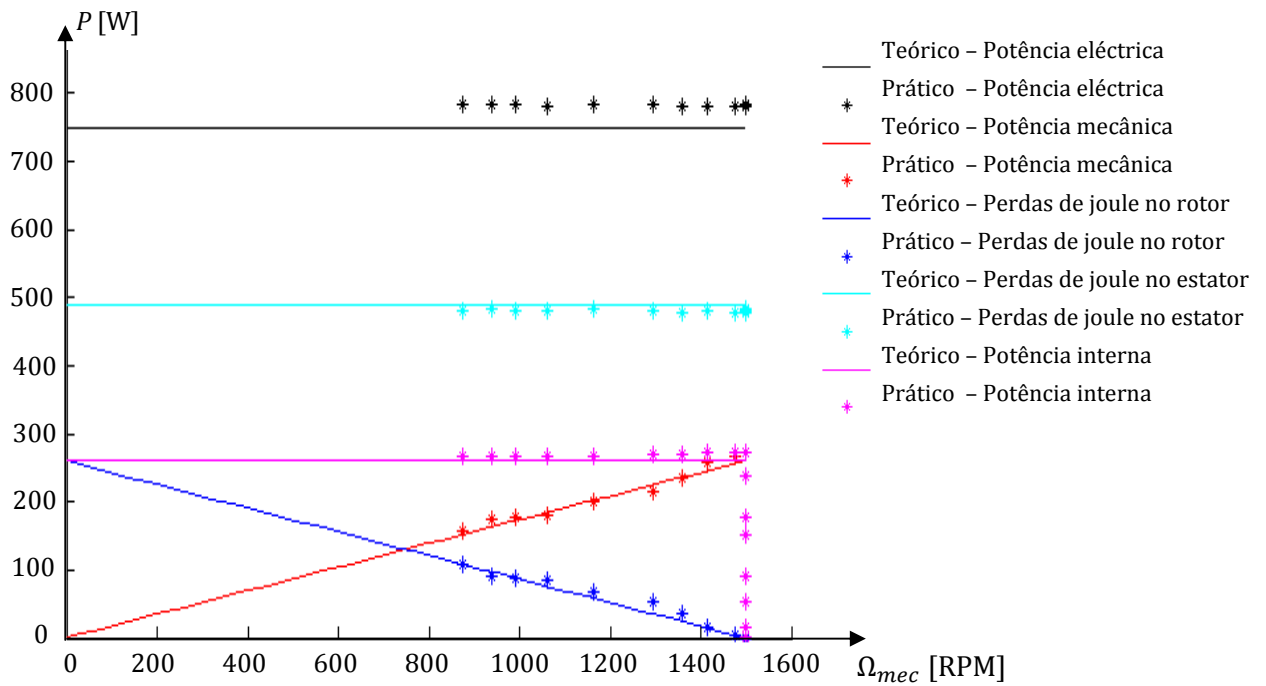


Figura 6.34: Característica das potências em função do escorregamento, para a análise do motor com o rotor SAT à temperatura criogénica em configuração tetrapolar.

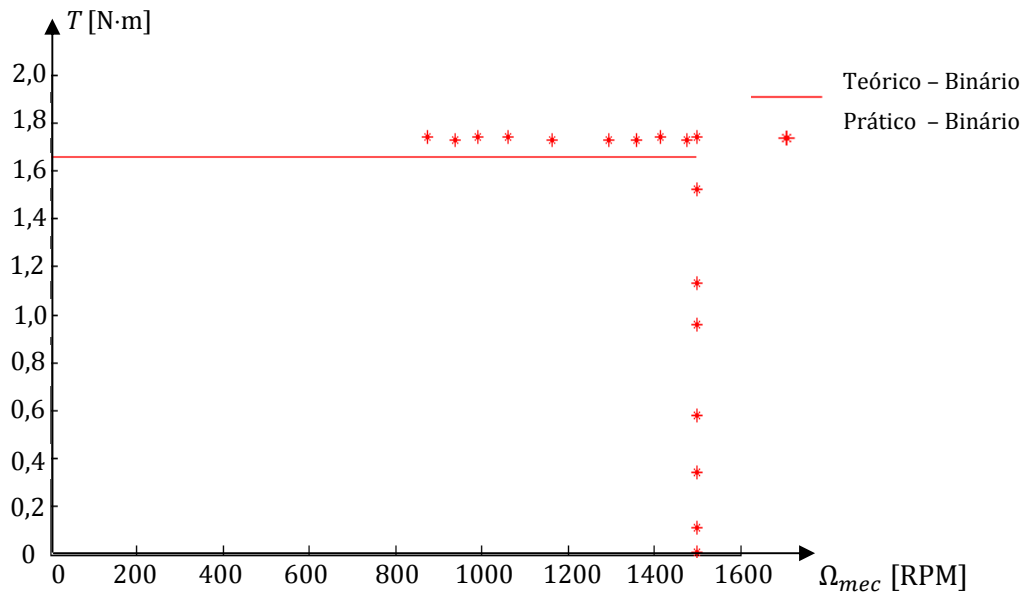


Figura 6.35: Característica do binário electromagnético total desenvolvido no motor em função do escorregamento, para a análise do motor com o rotor SAT à temperatura criogénica em configuração tetrapolar.

De forma idêntica ao motor convencional, o rendimento do motor, para cada configuração polar, é obtido pela razão entre a potência útil e a potência eléctrica de entrada pedida à fonte de alimentação, como indicado na equação (6. 24), sendo potência útil a diferença entre a potência mecânica e as perdas por atrito no sistema. Na Figura 6.36 podem verificar-se as características do rendimento teóricas e obtidas experimentalmente para as configurações bipolar e tetrapolar. Como se pode verificar o rendimento do motor

não se apresenta muito elevado. Tal deve-se ao facto de não se estar a operar a máquina em condições óptimas. A limitação na alimentação implica que não se explore convenientemente a máquina. É de notar que para a construção deste gráfico não foram tomadas em consideração a parte da refrigeração, que iria decrementar ainda mais o rendimento.

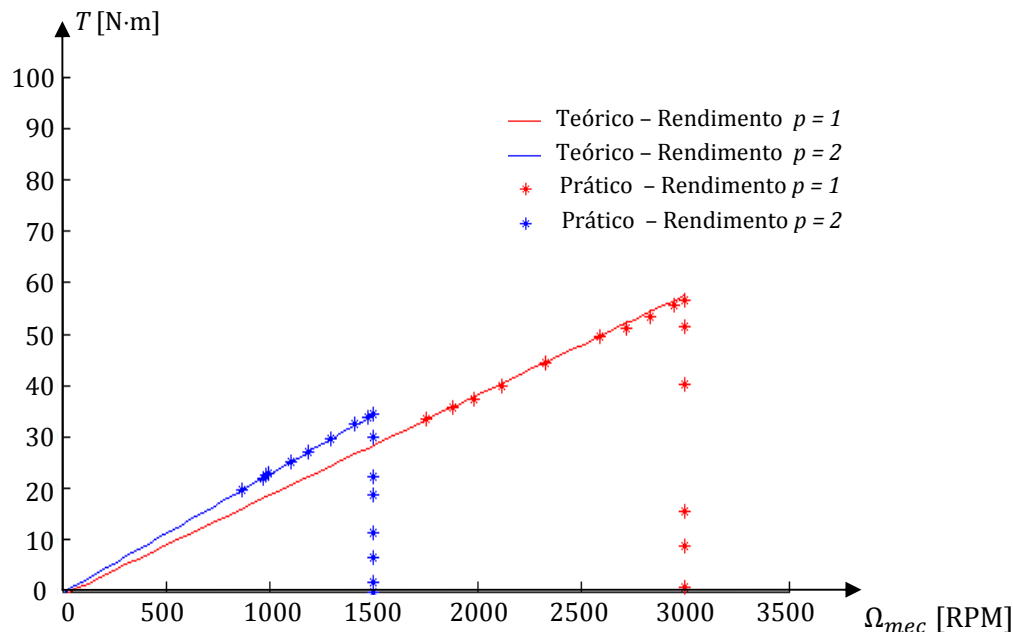


Figura 6.36: Característica do rendimento no motor, para a análise do motor com rotor SAT com configurações bipolar e tetrapolar.

No regime síncrono, o binário é variável, sendo proporcional à carga aplicada. Idealmente, para o motor em vazio, o binário desenvolvido pelo motor deveria ser nulo. Contudo no caso em estudo, o motor encontra-se a rodar dentro de azoto líquido.

Durante o regime síncrono, é possível verificar pela Figura 6.37, que a potência eléctrica e a corrente de alimentação do motor se mantêm constantes. O ângulo de carga é proporcional à carga aplicada, assim, como era de esperar, vai aumentando à medida que se aplica binário. Quando o motor está em vazio mecânico, o binário, idealmente, deveria ser zero, contudo, o motor ensaiado estava mergulhado dentro de líquido criogénico e tinha rolamentos para fazer a transmissão, implicando assim um binário devido ao atrito viscoso do disco no azoto e ao atrito dos rolamentos. Pela Figura 6.37, pode verificar-se que o rendimento aumenta proporcionalmente com a carga aplicada. Para a configuração tetrapolar as conclusões são as mesmas, contudo a corrente é maior devido à impedância do circuito diminuir e, consequentemente, a potência eléctrica de alimentação também é maior.

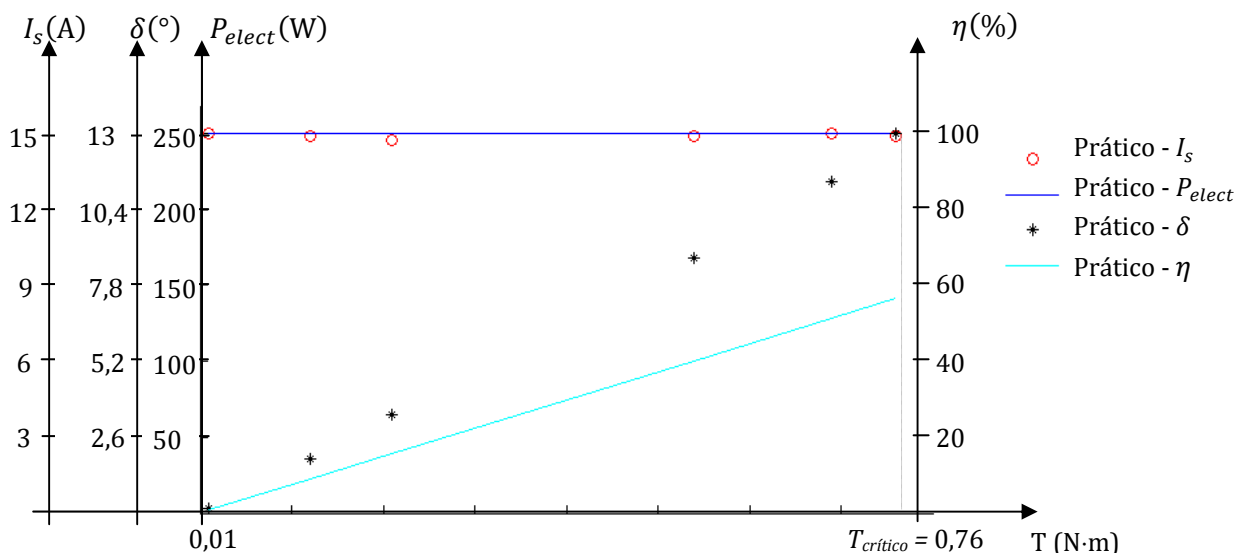


Figura 6.37: Característica da potência eléctrica de alimentação, da corrente de alimentação e do ângulo de carga em função do binário aplicado, para a análise do motor com o rotor SAT com configuração bipolar (regime síncrono).

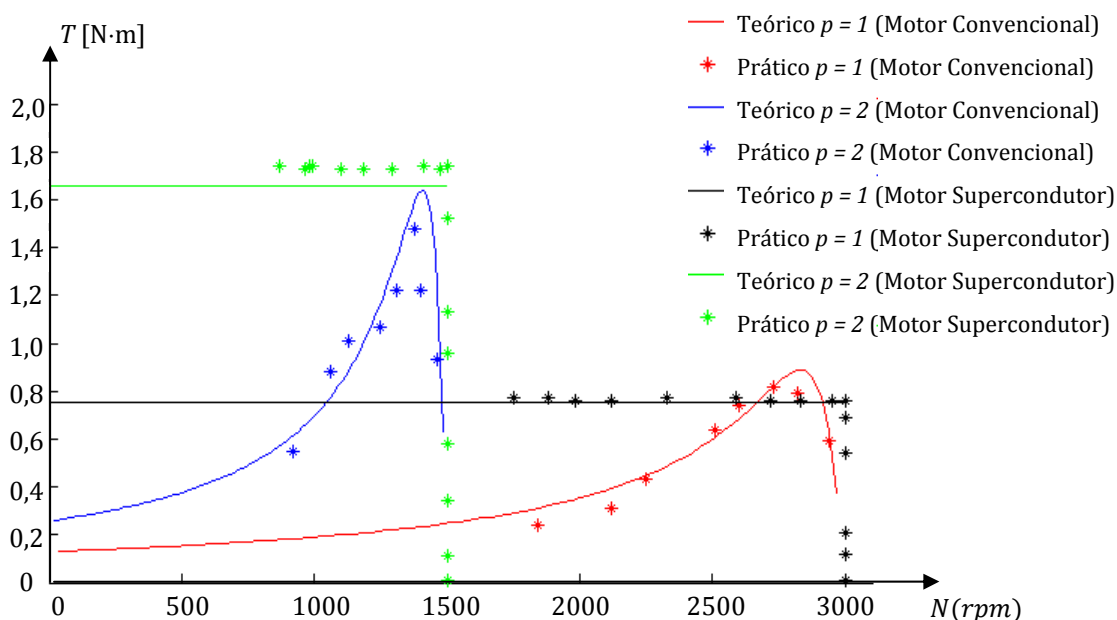


Figura 6.38: Comparação das características de binário para o motor com o rotor SAT e em alumínio para as configurações bipolar e tetrapolar.

A comparação dos binários desenvolvidos pelo motor convencional e pelo motor supercondutor, a temperaturas criogénicas, em função da velocidade mecânica do motor, mostrado na Figura 6.38, permite verificar que, mesmo para condições insuficientes de operação, o motor com o rotor SAT na configuração bipolar, apresenta maior binário desenvolvido. Para a configuração tetrapolar o binário desenvolvido não é superior ao motor convencional devido às limitações de alimentação referidas anteriormente.

Neste subcapítulo foi possível observar as distribuições da indução magnética nos semi-estatores e no rotor e verificar que para as alimentações e configurações polares indicadas no capítulo 4 – Dimensionamento, a distribuição indução magnética é a esperada. Foi possível verificar que o disco supercondutor se encontra totalmente magnetizado. Posteriormente procedeu-se à análise dos resultados obtidos experimentalmente para o motor em disco com o rotor em alumínio, tendo sido realizada a comparação numérica com os resultados teóricos obtidos da análise do EEE de Steinmetz considerado na análise.

Índice

7 – Conclusões e Trabalho Futuro	184
7.1 – Conclusões.	184
7.2 – Trabalho Futuro.....	185

7 – Conclusões e Trabalho Futuro

7.1 – Conclusões.

Ao longo da presente dissertação foi realizada a análise do motor em disco com rotor supercondutor de alta temperatura multi-semente. Inicialmente foi definida uma análise ao estado de arte relativo ao tema, com destaque para os supercondutores do tipo II e de alta temperatura e para o motor com o rotor SAT multi-semente. Foi realizada uma análise futura do preço das tecnologias, tendo-se verificado um panorama optimista para aplicação dos materiais supercondutores em sistemas de energia.

Depois procedeu-se a análise dos aspectos teóricos associados aos sistemas de conversão em estudo, tendo sido realizada a análise da característica magnética sem rotor, sendo identificados fenómenos electromagnéticos no entreferro, responsáveis pela conversão electromecânica dos motores em estudo, as *f.m.m.* e respectivos campos criados pelo sistema de excitação definido. Para a compreensão do motor com o rotor SAT foi realizada uma análise sobre a histerese magnética nos materiais SAT e a identificação dos vários tipos de motores de histerese supercondutores com especial foco no motor de histerese de fluxo axial e respectivo esquema eléctrico equivalente.

Por forma a prever o funcionamento do motor, foi realizada a modelização e análise do motor em estudo com recurso a cálculo numérico das forças desenvolvidas num rotor SAT e com recurso a um programa baseado em algoritmos de elementos finitos comercial. Para o sistema de excitação definido verificou-se que as forças desenvolvidas colocam o motor em movimento. Pela simulação realizada verificou-se que, de forma qualitativa, em regime permanente o motor com rotor de alumínio apresenta o comportamento assíncrono conhecido enquanto o motor com o rotor SAT apresenta comportamento de uma máquina de histerese. Foi verificada a proporcionalidade entre as forças desenvolvidas e o número de par de pólos, concluindo-se que, para qualquer uma das configurações polares, o motor o rotor SAT desenvolve uma força superior ao motor com alumínio.

Por fim foram executados ensaios experimentais no motor em estudo, com o rotor em alumínio e SAT com a obtenção dos perfis de magnetização resultantes no rotor e das características do motor em disco SAT em movimento. Da análise dos perfis obtidos da magnetização do rotor SAT verificou-se que o rotor tem um número de polos “ancorados” proporcional à configuração polar e se encontra totalmente magnetizado. Dos ensaios do motor convencional obtiveram-se os parâmetros do EEE de Steinmetz que caracterizam o motor. Devido ao motor com o rotor SAT apresentar um comportamento síncrono, o

ensaio em vazio mecânico foi efectuado para obter as perdas de atrito do sistema. Para o motor o rotor SAT multi-semente, os parâmetros do estator e das perdas magnéticas consideraram-se idênticos aos obtidos do ensaio do motor convencional, à temperatura criogénica e os restantes foram obtidos pelos valores obtidos da análise teórica. Dos valores obtidos do ensaio com o rotor bloqueado, obtiveram-se o ângulo de carga e a permeabilidade magnética relativa do material utilizado.

Das características em carga concluiu-se que o motor o rotor SAT exhibe o comportamento de uma máquina de histerese, visto por simulação, exibindo binário e velocidades de sincronismo proporcionais ao número de pares de pólos.

A comparação entre o motor com o rotor convencional e com o rotor SAT permite verificar que o motor com o rotor SAT precisa de ser optimizado. Teoricamente, e de acordo com a literatura, era de esperar que o motor com elementos SAT exibisse um binário três a cinco vezes superior ao homólogo de indução considerado no estudo. Contudo tal não foi verificado, podendo dever-se a vários factores:

- A excitação considerada foi pequena, sendo o campo ancorado no disco SAT pequeno;
- O entreferro foi grande, de aproximadamente 0,5 cm. Tal foi considerado por questões de segurança do disco SAT.
- Existe saturação magnética.
- O disco SAT danificou-se com a experimentação.

7.2 – Trabalho Futuro.

Do ponto de vista de simulações, torna-se interessante adquirir um programa de simulação capaz de modelizar o motor convenientemente, com uma análise tridimensional bem definida e com suporte à modelização dos materiais supercondutores.

No estudo do motor, será interessante estudar o presente motor com uma pré-magnetização em processo de arrefecimento na presença de campo. Será, também, interessante estudar o presente motor sem a presença de elementos ferromagnéticos, eliminando, assim, problemas de saturação magnética, utilizando excitação supercondutora e integrando rotores com outras topologias:

- **Rotor SAT Multi-semente + Ferro:** Como verificado no capítulo 4 – Dimensionamento, a espessura do rotor SAT multi-semente teve que ser de 1 cm por questões de segurança do disco. Uma vez que os semi-estatores são compostos por núcleo ferromagnético, será interessante estudar rotores com

um disco de ferro entre dois disco de materiais SAT multi-semente mais finos do que o estudado. Além de apresentar um menor entreferro, a introdução do disco de ferro garante a condução das linhas de campo através do material supercondutor multi-semente com menor dispersão.

- **Rotor SAT com Filmes Finos Supercondutores:** Estudar a possibilidade de adquirir um rotor feito por várias camadas de filmes finos supercondutores. Como são finos (os de 2ª geração apresentam alguns micrómetros de espessura) apresentam uma corrente muito elevada, comparativamente aos blocos maciços. Assim, pode desenvolver-se um rotor mais fino, com várias camadas de filmes finos embutidos, por exemplo, em fibra de vidro. As topologias a estudar têm que ser desenvolvidas de acordo com as fitas disponíveis e para as configurações polares pretendidas.

A execução experimental do motor ficou condicionada pela fonte de tensão alternada seleccionada. Como tal, o trabalho futuro passa por adquirir uma fonte de tensão que permita correntes trifásicas com amplitudes superiores a 25 A de modo a se poder extrair melhores características electromagnéticas do motor e, conseqüentemente, maiores binários. O aumento da corrente de excitação implica um aumento na densidade de campo, havendo, por isso, a necessidade de realizar um estudo sobre a saturação magnética nos elementos ferromagnéticos do sistema para as alimentações consideradas.

Neste capítulo são realizadas as considerações mais relevantes sobre o trabalho realizado, com uma análise crítica dos resultados obtidos por comparação entre teóricos, simulados e obtidos experimentalmente. Posteriormente é definida uma possível linha de trabalho futuros para complementar o trabalho exposto.

8 – Referências

Neste capítulo são identificadas todas as referências bibliográficas utilizadas como suporte científico à dissertação.

(Abrikosov, 1957) – Abrikosov A. A.: On the magnetic properties of superconductors of the second group Soy, *Phys. JETP* 5-1174-82, 195, 1957.

(Acero, 1995) – Acero J., Garcia-Tabares L., Bajko M., Calero J., Granados X., Obradors X. and Pinol S.: Current limiter based on melt processed YBCO bulk superconductors, *Applied Superconductivity, IEEE Transactions on*, vol.5, no.2, pp. 1071- 1074, Jun 1995.

(Aized, 1999) – Aized D., Gamble B. B., Sidi-Yekhef A., Voccio J. P., Driscoll D. I., Shoykhet B. A. and Zhang, B. X.: Status of the 1000 HP HTS motor development, *Applied Superconductivity, IEEE Transactions on*, vol.9, no.2, pp.1197-1200, Jun 1999.

(Allitt, 2004) – Allitt, M.; Ijspeert, A.; Karppinen, M.; Mazet, J.; Wolf, R., Status of the production of the LHC superconducting corrector magnets, *Applied Superconductivity, IEEE Transactions on*, vol.14, no.2, pp. 195- 198, June 2004

(Al-Mosawi, 2008) – M. K. Al-Mosawi, W. Bailey, C. Beduz, K. Goddard, and Y. Yang, Development of a coreless HTS synchronous generator operating at sub-cooled liquid nitrogen temperatures, in 8th European Conference on Applied Superconductivity (EUCAS 2007), 2008, vol. 97, Journal of Physics: Conference Series, p. 012205

(Álvarez, 2002) – Álvarez A., Suárez P., Cáceres D., Granados X., Obradors X., Bosch R., Cordero E., Pérez B., Caballero A. and Blanco J. A.: Superconducting armature for induction motor of axial flux based on YBCO bulks, *Elsevier, Physica C*, 372–376, 1517–1519, 2002.

(Álvarez, 2003) – Álvarez A., Suárez P., Cáceres D., Granados X., Pérez B. and Ceballos J. M.: Disk-shaped superconductor rotor for an axial flux induction motor, *Elsevier, Physica C*, 398, 157–160, Nov. 2003.

(Álvarez, 2005) – Álvarez A., Suarez P., Caceres D., Cordero E., Ceballos J. M. and Perez B.: Disk-shaped Superconducting rotor under a rotating magnetic field: speed dependence, *Applied Superconductivity, IEEE Transactions on*, vol.15, no.2, pp. 2174-2177, June 2005.

(Anderson, 1962) – P. W. Anderson, Theory of Flux Creep in Hard Superconductors, *Phys. Rev. Lett.* 9, 309–311, 1962

(Ani, 2009) – Ani, S.O.; Polinder, H.; Ferreira, J.A.; Ockels, J.W., Design challenges and potentials of HTS synchronous motor for Superbus, Electric Machines and Drives Conference, 2009. IEMDC '09. IEEE International, vol., no., pp.399-404, 3-6 May 2009

(Appleton, 1973) – Appleton A. D.: Development of superconducting DC machines at international research & development Co., Ltd., *Proceedings of the IEEE*, vol.61, no.1, pp. 106- 111, Jan. 1973.

(Ayaz, 2006) – Ayaz M. and Yildiz A.B.: An equivalent circuit model for switched reluctance motor, *Electrotechnical Conference, 2006. MELECON 2006. IEEE Mediterranean*, vol., no., pp.1182-1185, 16-19 May 2006.

(Baang, 2001) – Baang S., Choi H., Kim K., Kim S., Kim Y., Park H., Wang Q., Boev A. I., Ivanov D. P., Keilin V. E., Kovalev I. A., Kruglov S. L., Lysenko V. V., Shchegolev I. O., Shcherbakov V. I., Shugaev I. O. and Surin M.I.: The superconducting transformer of the Samsung Superconductor Test Facility (SSTF), *Applied Superconductivity, IEEE Transactions on*, vol.11, no.1, pp.1494-1497, Mar 2001.

(Baldan, 2009) – Baldan, C. A., Lamas, J. S., Shigue, C. Y., et al. Fault Current Limiter Using YBCO Coated Conductor-The Limiting Factor and Its Recovery Time, *IEEE Transactions on Applied Superconductivity*, v. 19, n. 3, pp. 1810–1813, 2009.

(Bardeen, 1957) – Bardeen, J.; Cooper, L. N., Schrieffer, J. R. Theory of Superconductivity, *Physical Review* 106 (1): 162–164, 1957.

- (Bardeen, 1965)** – J. Bardeen & M. J. Stephen, Phys. Rev. 140, A1197 (1965)
- (Barnes, 2000)** – Barnes G., McCulloch M., Dew-Hughes D.: Applications and Modelling of Bulk HTS in Brushless AC Machines, *Supercond. Sci. Technol.*, 13, 875, 2000.
- (Barnes1, 2000)** – Barnes G.: Computation modelling for type II superconductivity and the investigation of high temperature superconducting electrical machines, (University of Oxford: PhD Thesis), 2000.
- (Barnes2, 2000)** – Barnes G., Dew-Hughes D. and McCulloch M.: Finite difference modelling of bulk high temperature superconducting cylindrical hysteresis machines, *Supercond. Sci. Technol.*, 13, No 2, pp. 229-236, Feb. 2000.
- (Baumgartne, 2003)** – Christoph Baumgartner, Ekaterina Patariaia, Magnetoencephalography in the definition of the irritative zone, In: F. Rosenow and H.O. Luders, Editor(s), Handbook of Clinical Neurophysiology, Elsevier, 2003, Volume 3, Pages 25-47,
- (Bean, 1962)** – C. P. Bean, Magnetization of Hard Superconductors, Phys. Rev. Lett. 8, 250, 1962.
- (Bean, 1964)** – C. P. Bean, Magnetization of High-Field Superconductors, Rev. Mod. Phys. 36, 31, 1964
- (Bednorz, 1986)** – Bednorz J. G. and Müller K. A.: Possible high T_c superconductivity in the Ba-La-Cu-O system, *Z. Physik, B* 64 (1), pp. 189-193, 1986.
- (Belova, 2002)** – Belova, L.; Genet, A.; Perinet-Marquet, J.-L.; Ivanov, P.; Urpin, C., Design and manufacture of the superconducting bus-bars for the LHC main magnets, Applied Superconductivity, IEEE Transactions on , vol.12, no.1, pp. 1305- 1309, Mar 2002
- (Boglietti, 2007)** – Boglietti A., Cavagnino A., Ferraris L. and Lazzari M.: Induction Motor Equivalent Circuit Including the Stray Load Losses in the Machine Power Balance, *Industrial Electronics Society, 2007. IECON 2007. 33rd Annual Conference of the IEEE* , vol., no., pp.1250-1255, 5-8 Nov. 2007.
- (Bondrea, 2003)** – Bondrea N. C. and Rodrigues, A. L.: Torque comparison of an eight-pole permanent magnet excited and a high temperature superconductor disc motor, *proceedings of the 4th International Workshop on Processing and Applications of Superconducting (RE)BCO Large Grain Materials PASREG 2003*, Jena, Germany, June 2003.
- (Brown, 2005)** – Brown N. L., Haydock L., Spooner E., Mebarki A. and Novinschi A.: Equivalent circuit modelling of new brushless synchronous alternator, *Electric Power Applications, IEE Proceedings -* , vol.152, no.4, pp. 812- 820, 8 July 2005.
- (Buckel, 2004)** – W. Buckel and R. Kleiner, Superconductivity - Fundamentals and Applications, 2a ed., WILEY-VCH Verlag GmbH & Co. KGaA, Weinheim, 2004.
- (Campbell, 1997)** – Campbell, A. M., Cardwell, D. A., Bulk high temperature superconductors for magnet applications, *Cryogenics* , 37, 10, pp. 567-575, 1997.
- (Caricchi, 1995)** – Caricchi F., Crescimbeni F. and Santini E.: Axial flux electromagnetic differential induction motor, *Electrical Machines and Drives, 1995. Seventh International Conference on (Conf. Publ. No. 412)*, vol., no., pp.1-5, 11-13 Sep 1995.
- (Carvalho, 1999)** – Carvalho C. L.- Tese apresentada ao Instituto de Química de Araraquara da Universidade Estadual Paulista "Júlio de Mesquita Filho" para obtenção do título de Doutor em Físico-Química - (Portuguese), Dezembro/1999.

(Carvalho, 2012) – Michael Sequeira Carvalho, Contributo para o estudo do motor linear síncrono supercondutor, Tese de Mestrado, Universidade Nova de Lisboa – Faculdade de Ciências e Tecnologia, 2012.

(Cebolla, 2009) – Cebolla .P., Martinez A., Martin B., Laloya E., Montano C. E., Mendez S. and Vicuna J. E.: Experimental equivalent circuit parameters identification of a switched reluctance motor, *Industrial Electronics, 2009. IECON '09. 35th Annual Conference of IEEE* , vol., no., pp.1140-1145, 3-5 Nov. 2009.

(Chang, 2003) – Ho-Myung Chang, Yeon Suk Choi, Steven W. Van Sciver, Kyeong Dal Choi, Cryogenic cooling system of HTS transformers by natural convection of subcooled liquid nitrogen, *Cryogenics*, Volume 43, Issues 10–11, Pages 589-596, 2003.

(Chatrchyan, 2012) – S. Chatrchyan, V. Khachatryan, A.M. Sirunyan, et. al., Observation of a new boson at a mass of 125 GeV with the CMS experiment at the LHC, *Physics Letters B*, Volume 716, Issue 1, Pages 30-61, 2012

(Chaudhari, 2001) – Chaudhari B. N. and Fernandes B.G.: Equivalent circuit of single phase permanent magnet synchronous motor, *Power Engineering Society Winter Meeting, 2001. IEEE* , vol.3, no., pp.1378-1381 vol.3, 2001.

(Chen, 1996) – Chen X., Hu E., Ge, W. J., Tang, S. D. and Wu, P. H.: The research of new electromagnetic screen system of the 300-kW superconducting homopolar DC machine, *Applied Superconductivity, IEEE Transactions on* , vol.6, no.2, pp.77-80, Jun 1996.

(Chen, 2007) – Xiaoyuan Chen and Jianxun Jin, Development and Technology of HTS Transformers, *Research Communication*, Vol. 1, No. 1, pp. 2.1 – 2.7, December 2007

(Chirayila, 2000) – T. G. Chirayila, M. Paranthaman, D. B. Beach, D. F. Leeb, A. Goyal, R. K. Williams, X. Cui, D. M. Kroeger, R. Feenstra, D. T. Verebely, D. K. Christen, Epitaxial growth of La₂Zr₂O₇ thin films on rolled Ni-substrates by sol-gel process for high T_c superconducting tapes, *Physica C: Volume 336*, nº 1-2, Pages 63-69, 2000.

(Cho, 2004) – Cho J. W., Kim H. J., Bae J. H., Sim, K. D. and Seong, K. C.: Fabrication and test of a 3MJ SMES magnet, *Applied Superconductivity, IEEE Transactions on*, vol.14, no.2, pp. 743- 745, June 2004.

(Christman, 1988) – J. R. Christman, *Fundamentals of Solid State Physics*, John Wiley & Sons, 1988.

(Chu, 1987) – Wu M., Ashburn J. R., Torng C. J., Hor P. H., Meng R. L., Gao L., Huang Z. J., Wang Y. Q. and Chu C. W.: Superconductivity at 93-K in a New Mixed-phase Y-Ba-Cu-O Compound System at Ambient Pressure, *Phys. Rev. Lett.*, 58 (9), pp. 908–910, 1987.

(Clarke, 2004) – J. Clarke and A.I. Braginski, *The SQUID Handbook Vol. I - Fundamentals and Technology of SQUIDs and SQUID Systems*, WILEY-VCH Verlag GmbH & Co. KGaA, Weinheim, 2004.

(Clarke, 2006) – J. Clarke and A.I. Braginski, *The SQUID Handbook Vol. II - Applications of SQUIDs and SQUID Systems*, WILEY-VCH Verlag GmbH & Co. KGaA, Weinheim, 2006.

(Consoli, 1989) – Consoli A. and Renna G.: Interior type permanent magnet synchronous motor analysis by equivalent circuits, *Energy Conversion, IEEE Transactions on* , vol.4, no.4, pp.681-689, Dec 1989.

(Cowley, 1980) – R. A. Cowley, Structural phase transitions I. Landau theory, *Advances in Physics*, Vol. 29, N. 1, pp. 1-110, 1980.

(Crapo, 1991) – Crapo A. D. and Lloyd J. D.: Homopolar DC Motor and Trapped Flux Brushless DC Motor Using High Temperature Superconductor Materials, *IEEE Transactions on Magnetics*, vol. 27, no. 2, March 1991.

(Darabi . 2009) – Darabi A., Ghanbari T. and Sanati-Moghadam M.: Slotless axial flux hysteresis motor, modelling and performance calculation, *Electric Power Applications, IET*, vol.3, no.5, pp.491-501, September 2009

(Darabi, 2007) – Darabi A., Lesani H., Ghanbari T. and Akhavanhejazi A.: Modeling and optimum design of disk-type hysteresis motors, *Electrical Machines and Systems, 2007. ICEMS. International Conference on*, pp.998-1002, 8-11 Oct. 2007.

(Darabi, 2009) – Darabi A., Ghanbari T., Sanati-Moghadam M.: Slotless axial flux hysteresis motor, modelling and performance calculation, *Electric Power Applications, IET* , vol.3, no.5, pp.491-501, September 2009.

(Deng, 2012) – Deng Z., Izumi M., Miki M., Felder B., Tsuzuki K., Hara S., Uetake T., Floegel-Delor U. and Werfel, F.N.: Trapped Flux and Levitation Properties of Multiseeded YBCO Bulks for HTS Magnetic Device Applications—Part I: Grain and Current Features, *Applied Superconductivity, IEEE Transactions on*, vol.22, no.2, pp.6800110,6800110, April 2012

(Diaz, 2009) – Diaz A., Saltares R., Rodriguez C., Nunez R. F., Ortiz-Rivera E. I. and Gonzalez-Llorente J.: Induction motor equivalent circuit for dynamic simulation, *Electric Machines and Drives Conference, 2009. IEMDC '09. IEEE International* , vol., no., pp.858-863, 3-6 May 2009.

(Dombrovski, 2005) – Dombrovski V. , Driscoll D., Shoykhet B. A., Umans S. D. and Zevchek J. K.: Design and Testing of a 1000-hp High-Temperature Superconducting Motor, *Energy Conversion, IEEE Transactions on*, vol.20, no.3, pp. 638- 643, Sept. 2005.

(Edick, 1992) – Edick J. D., Schiferl R. F., Jordan H. E.: High temperature superconductivity applied to electric motors, *Applied Superconductivity, IEEE Transactions on*, vol.2, no.4, pp.189-194, Dec 1992.

(Elschner, 2001) – Elschner S., Breuer F., Wolf A., Noe M., Cowey L. and Bock J.: Characterization of BSCCO 2212 bulk material for resistive current limiters, *Applied Superconductivity, IEEE Transactions on* , vol.11, no.1, pp.2507-2510, Mar 2001.

(Essmann, 1967) – Essmann, U., Träuble, H., The direct observation of individual flux lines in type II superconductors, *Physics Letters A* , 24, 10, pp. 526-527, 1967.

(Essmann, 1967) – U. Essmann and H. Trauble, The direct observation of individual flux lines in type II superconductors, *Physics Letters*, v. 24A, p. 526, 1967.

(Fair, 2010) – Ruben Fair, Clive Lewis, Joseph Eugene and Martin Ingles, Development of an HTS hydroelectric power generator for the hirschaid power station, *J. Phys.: Conf. Ser. Vol. 234*, 032008, 2010

(Ferreira, 1996) – Geraldo A. Luzes Ferreira, Gerson de Souza Mól, Roberto Ribeiro da Silva: Química Nova na Escola, Criogenia e Supercondutividade N° 3, MAIO 1996

(Fitzpatrick, 2005) – Fitzpatrick, Fikse, Robinson, High Temperature Superconductor Degaussing System Technology Development, *Naval Engineers Journal, Proceedings of ASNE Day 2005*, APR 2005.

(Fitzpatrick, 2007) – B. K. Fitzpatrick, E. M. Golda, and J. T. Kephart, High Temperature Superconducting Degaussing-Cooling Two HTS Coils with one cryocooler for the littoral Combat Ship, *American Institute of Physics, Conference Proceedings / Volume 985*, pp. 277-283, 2007

(Fossheim, 2004) – K. Fossheim and A. Sudbø, *Superconductivity - Physics and Applications*, John Wiley & Sons, Chichester, 2004;

(Fukui, 2011) – Fukui, S.; Ogawa, J.; Sato, T.; Tsukamoto, O.; Kashima, N.; Nagaya, S., Study of 10 MW-Class Wind Turbine Synchronous Generators With HTS Field Windings, *Applied Superconductivity*, IEEE Transactions on , vol.21, no.3, pp.1151-1154, June 2011

(Gamble, 2011) – Gamble, B.; Snitchler, G.; MacDonald, T., Full Power Test of a 36.5 MW HTS Propulsion Motor, *Applied Superconductivity*, IEEE Transactions on , vol.21, no.3, pp.1083-1088, June 2011

(Gieras, 2009) – Gieras, J. F., Superconducting electric machines, In J. F. Gieras, *Advancements in Electric Machines*, pp. 171-211. Springer, 2009.

(Gomes, 2000) - Gomes, J., Bispo, E., R., Polasek, A., Amorim, H., S., Ogasawara, T., Análise quantitativa de fases presentes no processamento do supercondutor (BI,PB)-2223 por fusão e recristalização, UFRJ-Br, 2000

(González, 2006) – González A., López J., Bosch R. and Granados X.: Superconducting wound rotor for axially excited electrical motor, *Elsevier, Journal of Physics and Chemistry of Solids*, 67, pp. 583–585, 2006.

(Gonzalez-Parada, 2012) – Gonzalez-Parada, A.; Espinosa-Loza, F.J.; Castaneda-Miranda, A.; Bosch-Tous, R.; Granados-Garcia, X., Application of HTS BSCCO Tapes in an Ironless Axial Flux Superconductor Motor, *Applied Superconductivity*, IEEE Transactions on , vol.22, no.3, pp.5201004, June 2012

(Goodall, 1985) – Goodall R.: The theory of electromagnetic levitation, *Physics in Technology* 16 (5): 207–213, September 1985.

(Granados, 2001) – Granados X., Puig T., Teva J., Mendoza E. and Obradors X.: Quench behavior of the switching elements of a hybrid HTS current limiter, *Applied Superconductivity*, IEEE Transactions on , vol.11, no.1, pp.2406-2409, Mar 2001.

(Granados, 2006) – Granados X., Bartolomé E., Obradors X., Tornos M., Rodrigues L., L. Gawalek L., McCulloch M., Dew Hughes D., Campbell A., Coombs T., Ausloos M. and Cloots R.: Iron-YBCO heterostructures and their application for trapped field superconducting motor, *Journal of Physics: Conference Series* 43, pp. 788–791, 2006.

(Guo, 2007) – Guo Y., Dou Y., Zhu J., Zhan Y. and Jin J.: Parameter determination and performance analysis of a PM synchronous generator by magnetic field finite element analysis, *Power Engineering Conference, 2007. AUPEC 2007. Australasian Universities* , vol., no., pp.1-4, 9-12 Dec. 2007.

(Gutiérrez, 2001) – E. A. Gutiérrez-D., Low Temperature Electronics - Physics, Devices, Circuits, and Applications, Academic Press, San Diego, 2001.

(Habisreuther, 1997) – Habisreuther T., Strasser T., Gawalek W., Gornert P., Ilushin K. V. and Kovalev L. K.: Magnetic Processes in Hysteresis Motors Equipped with Melt-Textured YBCO, *IEEE Transactions on Applied Superconductivity*, vol. 7, no. 2, June 1997.

(Haldar, 2005) – Haldar P., Hua Ye, Efstathiadis H., Reynolds J., Hennessy M. J., Mueller O. M. and Mueller E. K.: Improving performance of cryogenic power electronics, *Applied Superconductivity*, IEEE Transactions on , vol.15, no.2, pp. 2370- 2375, June 2005.

(Hansen, 1990) – Hansen, R.C., Superconducting antennas, *Antennas and Propagation Society International Symposium, 1990. AP-S. Merging Technologies for the 90's. Digest.* , vol., no., pp.720-723 vol.2, 7-11 May 1990

(Hansen, 2006) – R. C. Hansen, Electrically Small, Superdirective, and Superconducting Antennas, John Wiley & Sons, New Jersey, 2006.

(Hassenzahl, 2004) – Hassenzahl, W., Johnson, B., Reis, C., Electric Power Applications of Superconductivity, IEEE, October 2004

(Hazelton, 2009) – Hazelton, D. W., Selvamanickam, V. SuperPower's YBCO Coated High-Temperature Superconducting (HTS) Wire and Magnet Applications, Proceedings of the IEEE, v. 97, n. 11, pp. 1831–1836, 2009.

(He, 1994) – He, J.L.; Rote, D.M.; Coffey, H.T: Study of Japanese Electrodynamical-Suspension Maglev Systems, *Technical Report, Osti.gov.*, April 1994.

(Higgs, 1964) – P.W. Higgs, Broken Symmetries and the Masses of Gauge Bosons. Physical Review Letters 13 (16), pp. 508–509, 1964

(Higuchi, 1993) – Higuchi N., Fukuda H., Ogawa T., Nakabayashi Y., Kobayashi Y., Ogihara M., Sawazaki H., Yagi Y., Ueda A. and Kitajima, T.: Recent progress of development of 70 MW class superconducting generators, *Applied Superconductivity, IEEE Transactions on*, vol.3, no.1, pp.369–372, Mar 1993.

(Hirakawa, 2003) – Hirakawa M., Inadama S., Kikukawa K., Suzuki E. and Nakasima H.: Developments of superconducting motor with YBCO bulk magnets, *Physica C: Superconductivity*, Volumes 392–396, Part 1, Proceedings of the 15th International Symposium on Superconductivity (ISS 2002): Advances in Superconductivity XV. Part I, Pages 773–776, October 2003.

(Hirose, 2006) – Masayuki Hirose, Takato Masuda, Kenichi Sato and Ryosuke Hata, High-Temperature Superconducting (HTS) DC Cable, SEI Technical Review, número 61, 2006

(Holmer, 2003) – Holmer, P.: Faster than a speeding bullet train, Spectrum, IEEE, vol.40, no.8, pp.30,34, Aug. 2003.

(Hong, 2005) – Jia-Sheng Hong; McErlean, E.P.; Karyamapudi, B.M., A high-temperature superconducting filter for future mobile telecommunication systems, Microwave Theory and Techniques, IEEE Transactions on , vol.53, no.6, pp. 1976–1981, June 2005

(Hott, 2004) - Roland Hott, Materials Aspects of High-Temperature Superconductors for Applications, Narlikar, A.V; High Temperature Superconductivity 1 - Materials, Springer, Berlin, 2004;

(Hull, 1999) – Hull J. R., SenGupta S. and Gaines J. R.: Trapped-flux internal-dipole superconducting motor/generator, *Applied Superconductivity, IEEE Transactions on*, vol.9, no.2, pp.1229–1232, Jun 1999 .

(Hull, 2000) – Hull J.: Superconducting bearings, *Supercond. Sci. Technol.*, 13, 2, pp. R1–R15, Feb. 2000.

(Hull, 2010) – John R Hull and Michael Strasik, Concepts for using trapped-flux bulk high-temperature superconductor in motors and generators, *Supercond. Sci. Technol.* Vol.23, n. 12, 124005, 2010

(Hutchinson, 2008) – Hutchinson, Harry, Superconductors vs. Sea Mines, Mechanical Engineering, pg. 13, September 2008.

(Inácio, 2007) – Inácio, David, Pina, J., Gonçalves A., Ventim-Neves, M. and Rodrigues, A. L.: Numerical and Experimental Comparison of Electromechanical Properties and Efficiency of HTS and Ferromagnetic Hysteresis Motors, 8th European Conference on Applied Superconductivity (EUCAS'07), 16–20, Brussels, Belgium, September 2007.

(Inoue, 1997) – Inoue K., Ezaki K., Kimura K., Toyoda K. and Ichikawa T.; , Recent progress of 70 MW class superconducting generators, *Applied Superconductivity, IEEE Transactions on*, vol.7, no.2, pp.654–659, Jun 1997.

(Ishiyama, 1999) – Ishiyama A. and Hayashi K.: Design and construction of a superconducting cylindrical linear induction motor with AC superconducting primary windings, *Applied Superconductivity, IEEE Transactions on* , vol.9, no.2, pp.1217-1220, Jun 1999.

(Itoh, 1995) – Itoh Y., Yanagi Y., Yoshikawa M., Oka T., Harada S., Sakakibara T., Yamada Y. and Mizutani U.: High-Temperature Superconducting Motor Using Y-Ba-Cu-O Bulk Magnets, *Jpn. J. Appl. Phys.* 34, pp. 5574-5578, 1995.

(Jang, 2007) – Jang S. M., Ko K. J., Cho H. W., Choi J. Y., Oh W. K.: Characteristic analysis of a 2 kW high speed permanent magnet synchronous generator using the equivalent circuit method, *Electrical Machines and Systems, 2007. ICEMS. International Conference on* , vol., no., pp.868-873, 8-11 Oct. 2007.

(Jiang, 2003) – Jiang S., Chau K. and Chan C.: Spectral analysis of a new six-phase pole-changing induction motor drive for electric vehicles, *IEEE Trans. Industrial Electronics*, Vol 50, 1, pp. 123-131, Feb. 2003.

(Jiang, 2008) – Jiang, Y., Pei, R., Xian, W., Hong, Z., Coombs, T. A., The design, magnetization and control of a superconducting permanent magnet synchronous motor, *Superconductor Science and Technology* , 21, 6, p. 065011, 2008.

(Johnson, 2011) – M. W. Johnson, M. H. S. Amin, S. Gildert, Quantum annealing with manufactured spins, *Nature*, Vol.: 473, pp. 194-198, May 2011

(Jones, 2001) – Jones, I.: *Materials Science for Electrical and Electronic Engineers*, Oxford University Press, Oxford, 2001.

(Jong, 2006) – Hae-Jong Kim, Ki-Chul Seong, Jeon-Wook Cho, Joon-Han Bae, Ki-Deok Sim, Kyung-Woo Ryu, Bok-Yeol Seok, Sang-Hyun Kim, Development of a 3 MJ/750 kVA SMES system, *Cryogenics*, Volume 46, Issue 5, Pages 367-372, 2006.

(Joo, 2004) – Joo M.: Dynamic control of large-scale high- T_c superconducting synchronous motor, *Applied Superconductivity, IEEE Transactions on* , vol.14, no.2, pp. 908- 911, June 2004.

(Josephson, 1974) – Josephson B. D.: The discovery of tunnelling supercurrents, *Rev. Mod. Phys.*; 46(2), pp. 251-254, 1974.

(Jung, 2004) – Jung H., Nakamura T., Tanaka N., Muta I. and Hoshino T.: Characteristic analysis of hysteresis-type Bi-2223 bulk motor with the use of equivalent circuit, *Physica C*, vol. 405, p.p. 117-126, 2004.

(Kalsi, 2003) – Kalsi et al.: Status of Superconducting Motors for Ship Propulsion, *International Cooperation on Marine Engineering Systems (ICMES)*, 19-21 May 2003.

(Kalsi, 2011) – Kalsi S. et al.: *Applications of High Temperature Superconductors to Electric Power Equipment*, John Wiley & Sons Inc., New Jersey, 2011.

(Kamerlingh, 1911) – Kamerlingh-Onnes: The Superconductivity of Mercury, *Comm. Phys., Lab. Univ. Leiden*, Nos. 122 and 124, 1911.

(Kasal, 2011) – Raphael Barata Kasal, Estudos sobre o comportamento não convencional de supercondutores cupratos de alta temperatura crítica, Tese de Doutorado, Universidade Federal Fluminense, Instituto de Física - Programa de pós-graduação em física, 2011.

(Kawabata, 2008) – Kawabata S., Nakahama Y., Kawagoe A. and Sumiyoshi F.: Development of a Compact HTS Current Transformer for Evaluating the Characteristics of HTS Conductors, *Applied Superconductivity, IEEE Transactions on* , vol.18, no.2, pp.1147-1150, June 2008.

(Kawakami, 2011) – Kawakami, A.; Saito, S.; Hyodo, M, Fabrication of Nano-Antennas for Superconducting Infrared Detectors, *Applied Superconductivity, IEEE Transactions on* , vol.21, no.3, pp.632-635, June 2011

(Kellers, 2007) – Kellers J., Behrens P., Buhner C., Muller J. and Wiezoreck J.: Development of HTS Linear Motors for Industry, *Applied Superconductivity, IEEE Transactions on*, vol.17, no.2, pp.2121-2124, June 2007.

(Kelly, 2003) – Kelly J., Strangas E. and Miller J.: Control of a continuously operated pole-changing induction machine, *Proc. IEEE Int. Electric Machines and Drives Conf.*, 2003.

(Kephart, 2011) – Kephart, J.T.; Fitzpatrick, B.K.; Ferrara, P.; Pyryt, M.; Pienkos, J.; Golda, E.M., High Temperature Superconducting Degaussing From Feasibility Study to Fleet Adoption, *Applied Superconductivity, IEEE Transactions on* , vol.21, no.3, pp.2229-2232, June 2011

(Khare,2003) – N. Khare, Handbook of High-Temperature Superconductor Electronics, Marcel-Dekker, New York, 2003.

(Kim, 1962) – Kim, Y. B., Hempstead, C. F., Strnad, A. R., Critical Persistent Currents in Hard Superconductors, *Physical Review Letters* , 9, 7, pp. 306-309, 1962

(Kim, 1963) – Kim, Y. B., Hempstead, C. F., Strnad, A. R., Magnetization and Critical Supercurrents. *Physical Review* , 129, 2, pp. 528-536, 1963

(Kim, 1965) – Kim, Y. B.; Hempstead, C. F.; Strnad, A. R., Flux-Flow Resistance, in *Type-II Superconductors, Physical Review*, vol. 139, Issue 4A, pp. 1163-1172, 1965

(Kim, 2002) – Kim W. S., Jung S. Y., Choi H. Y., Jung H. K., Kim J. H. and Hahn S. Y.: Development of a superconducting linear synchronous motor, *Applied Superconductivity, IEEE Transactions on*, vol.12, no.1, pp. 842-845, Mar 2002.

(Klaus, 2007) – Klaus G., Wilke M., Frauenhofer J., Nick W. and Neumuller H. W.: Design Challenges and Benefits of HTS Synchronous Machines, *Power Engineering Society General Meeting, IEEE*, pp.1-8, June 2007.

(Kobayashi, 2003) – T. Kobayashi, Vortex Electronics and SQUIDS, Springer-Verlag, Berlin, 2003.

(Komori, 2001) – Komori M. and Nomura S.: Improvement of a magnetically levitated stepping motor using high T_c bulk superconductor, *Applied Superconductivity, IEEE Transactions on*, vol.11, no.1, pp.1972-1975, Mar 2001.

(Komori, 2003) – Komori M. and Nomura S.: A new driving method for superconducting levitated stepping motor, *Applied Superconductivity, IEEE Transactions on*, vol.13, no.2, pp. 2243-2246, June 2003.

(Kornev, 2011) – Kornev, V.K.; Soloviev, I.I.; Klenov, N.V.; Sharafiev, A.V.; Mukhanov, O.A.; , Linear Bi-SQUID Arrays for Electrically Small Antennas, *Applied Superconductivity, IEEE Transactions on* , vol.21, no.3, pp.713-716, June 2011

(Kostenko, 1976) – Kostenko M. and Piotrovski: *Electrical Machines, Vol. II, Mir Publishers, Moscow*, 1976.

(Kovalev, 1998) – Kovalev L. K., Ilushin K. V., Penkin V. T., Kovalev K. L., Semenikhin V. S., Poltavets V. N., Larionoff A. E., Gawalek W., Habisreuther T., Strasser T., Shikov A. K., Kazakov E. G and Alexandrov V. V.: Hysteresis electrical motors with bulk melt-textured YBCO, *Materials Science and Engineering B*, Volume 53, Issues 1-2, Pages 216-219, May 1998.

(Kovalev, 2001) – Kovalev L. K., Ilushin K. V., Penkin V. T., Kovalev K. L., Koneev S. M., Modestov K. A., Larionoff S. A., Gawalek W. and Oswald B.: *Electrical machines with bulk HTS*

elements.: The achieved results and future development, *Physica C: Superconductivity*, Volumes 357-360, Part 1, Pages 860-865, September 2001.

(Kovalev, 2002) – Kovalev L. K., Ilushin K. V., Penkin V. T., Kovalev K. L., Larionoff A. E., Koneev S. M., Modestov K. A., Larionoff S. A., Poltavets V. N., Akimov I. I., Alexandrov V. V., Gawalek W., Oswald B. and Krabbes G.: High output power reluctance electric motors with bulk high-temperature superconductor elements, *Supercond. Sci. Technol.*, 15, 817, 2002.

(Kovalev, 2003) – Kovalev L. K., Ilushin K. V., Kovalev K. L., Penkin V. T., Poltavets V. N., Koneev S. M., Akimov I. I., Gawalek W., Oswald B. and Krabbes G.: High output power electric motors with bulk HTS elements, *Physica C: Superconductivity*, Volume 386, Proceedings of the topical conference of the International Cryogenic Materials Conference (ICMC 2002): Superconductors for Practical Applications, Pages 419-423, April 2003.

(Kovalev, 2004) – Kovalev L. K., Ilushin K. V., Penkin V. T., Kovalev K. L., Larionoff A. E., Poltavets V. N., Koneev S. M., Larionoff S. A., Modestov K. A., Akimov I. I., Verzhbitsky L. G., Trifonov Y. Y., Logviniouk V. P. and Dew-Hughes D.: The development of a pump for a liquid cryogen with a high temperature superconductor electrical drive, *Supercond. Sci. Technol.*, 17, S460, 2004.

(Kovalev, 2006) – Kovalev L. K., Ilushin K. V., Penkin V. T., Kovalev K. L., Koneev S. M., Poltavets V. N.: Electrical Machines with Bulk HTS Elements, Sixth International Symposium Nikola Tesla, Belgrade, SASA, Serbia, 2006.

(Kovalev1, 2001) – Kovalev L. K., Ilushin K. V., Penkin V. T., Kovalev K. L., Koneev S. M., Modestov K. A., Larionoff S. A., Gawalek W. and Oswald B.: HTS electrical machines with YBCO bulk and Ag-BSCCO plate-shape HTS elements: recent results and future development, *Elsevier, Physica C: Superconductivity*, Volume 354, Issues 1-4, Pages 34-39, May 2001.

(Kron, 1931) – Kron Gabriel: Induction Motor Slot Combinations Rules to Predetermine Crawling, Vibration, Noise and Hooks in the Speed-Torque Curve, *American Institute of Electrical Engineers, Transactions of the*, vol.50, no.2, pp.757-767, June 1931.

(Kuehn, 2007) – Kuehn L., Mueller M., Schubert R., Beyer C., de Haas O. and Schultz L.: Static and Dynamic Behavior of a Superconducting Magnetic Bearing Using YBCO Bulk Material, *Applied Superconductivity, IEEE Transactions on*, vol.17, no.2, pp.2079-2082, June 2007.

(Lamas, 2009) – Lamas, J. S. Projeto e Construção de um Limitador de Corrente Supercondutor Utilizando Fitas de YBCO, Tese de mestrado, Escola de Engenharia de Lorena-Universidade de São Paulo, 2009.

(Landau, 1950) – Ginzburg V. L. and Landau L. D., *Zh. Eksp. Teor. Fiz.* 20, 1064, 1950.

(Landau, 1967) – Landau, L. D., On the theory of phase transitions, In Haar, D. T., editor, Collected papers of L. D. Landau. Gordon and Breach Science Publishers, New York, 1967.

(Lee, 1998) – Lee H. Y., Hahn S., Park G. S. and Lee K. S.: Torque Computation of Hysteresis Motor Using Finite Element Analysis with Asymmetric Two Dimensional Magnetic, *IEEE Transactions on Applied Superconductivity*, vol. 34, no. 5, September 1998.

(Lee, 2001) – Lee C., Lee S., Hyun B. and Ko T, Design and Characteristic Analysis of a Rod Type High-Tc Superconducting Fault Current Limiter through Electromagnetic Analysis, *IEEE Transactions on Applied Superconductivity*, 11, 2102-2105, 2001.

(Lee, 2011) – Geun-Joon Lee, Superconductivity Application in Power System, Applications of High-Tc Superconductivity, Adir Moysés Luiz (Ed.), 2011.

(Lewis, 2007) – Lewis C. and Muller J., A Direct Drive Wind Turbine HTS Generator, Power Engineering Society General Meeting, 2007. IEEE, vol., no., pp.1-8, 24-28 June 2007.

(Lipo, 1989) – T. A. Lipo, Applied Superconductivity, Noyes Data Corporation, New Jersey, 1989.

(Liu, 2012) - Chengyuan Liu, Georgios Doulgeris, Panagiotis Laskaridis, Riti Singh, Thermal cycle analysis of turboelectric distributed propulsion system with boundary layer ingestion, Aerospace Science and Technology, Available online 13 August 2012.

(London, 1934) – London H.: The Electromagnetic Equations of a Supraconductor, *Proceedings of the Royal Society of London, Series A, Mathematical and Physical Sciences*, p. 71 - 88, 1934.

(López, 2007) – López J., Lloberas J., Maynou R., Granados X., Bosch R., Obradors X. and Torres R.: AC Three-Phase Axial Flux Motor With Magnetized Superconductors, *IEEE Transactions on Applied Superconductivity*, vol. 17, no. 2, June 2007.

(Lorenzen, 2002) – H. W. Lorenzen, R. Zickermann, D. Schafer, Braking torque determination of a large scale permanent magnet-superconductor bearing, *Physica C: Superconductivity, Volumes 372–376, Part 3, Pages 1487-1490*, August 2002.

(Lu, 2006) – Lu B., Qiao W., Habetler T. G. and Harley R.G.: Solving Induction Motor Equivalent Circuit using Numerical Methods for an In-Service and Nonintrusive Motor Efficiency Estimation Method," *Power Electronics and Motion Control Conference, 2006. IPEMC 2006. CES/IEEE 5th International*, vol.2, no., pp.1-6, 14-16 Aug. 2006.

(Luis, 2011) – Gonçalo Ferreira Luís, Projecto e Ensaio de um Motor de Indução em Disco com Armadura Supercondutora, Tese de mestrado, Universidade Nova de Lisboa – Faculdade de Ciências e Tecnologia, 2010.

(Luongo, 2009) – Luongo C. A., Masson P. J., Nam T., Mavris D., Kim H. D., Brown G. V., Waters M. and Hall D.: Next Generation More-Electric Aircraft: A Potential Application for HTS Superconductors, *Applied Superconductivity, IEEE Transactions on*, vol.19, no.3, pp.1055-1068, June 2009.

(Maeda, 1988) – H. Maeda, Y. Tanaka, M. Fukutumi, and T. Asano, A New High-Tc Oxide Superconductor without a Rare Earth Element, *Jpn. J. Appl. Phys.* 27 (2): L209–L210, 1988.

(Mahan, 1981) – Mahan, G. D., Many-Particle Physics., Plenum Press, 1981.

(Malozemoff, 2007) – Alexis P. Malozemoff, High Tc for the power grid *Nature Materials*, vol. 6, pp. 617-619, September 2007

(Márquez, 1999) – Márquez I., Granados X., Obradors X., Pallares J. and Bosch R.: Radial and axial flux superconducting motors in a levitating rotor configuration, *IEEE Trans. Appl. Supercond.*, vol. 9, pp. 1249–1252, 1999.

(Martins, 1995) – Martins J. and Rodrigues A. L.: The Hysteresis Motor as a Drive in Mechatronics, *Proceed. ICRAM'95 - International Conf. on Recent Advances in Mechatronics*, Istanbul, 1995.

(Martins, 2006) – Barry P. Martins, New Topics in Superconductivity Research, Nova Science Publishers, 2006.

(Masson, 2005) – Masson P. J. and Luongo C. A.: High power density superconducting motor for all-electric aircraft propulsion, *Applied Superconductivity, IEEE Transactions on*, vol.15, no.2, pp. 2226- 2229, June 2005.

(Masson, 2007) – Masson P. J., Breschi M., Tixador P. and Luongo C. A.: Design of HTS Axial Flux Motor for Aircraft Propulsion, *Applied Superconductivity, IEEE Transactions on*, vol.17, no.2, pp.1533-1536, June 2007.

(Masson, 2009) – Masson P. J., Taewoo Nam, Choi T. P., Tixador P., Waters M. and Hall D.; Luongo, C.A.; Mavris, D.N: Superconducting Ducted Fan Design for Reduced Emissions Aeropropulsion, *Applied Superconductivity, IEEE Transactions on*, vol.19, no.3, pp.1662-1668, June 2009.

(Masson1, 2005) – Masson P. J., Soban D. S., Upton E., Pienkos J. E. and Luongo C. A.: HTS motors in aircraft propulsion: design considerations, *Applied Superconductivity, IEEE Transactions on*, vol.15, no.2, pp. 2218- 2221, June 2005.

(Matsumoto, 2010) – Kaname Matsumoto and Paolo Mele, Artificial pinning center technology to enhance vortex pinning in YBCO coated conductors, *Supercond. Sci. Technol.*, 23, 014001, 2010.

(Matsuzaki, 2007) – Matsuzaki H., Kimura Y., Morita E., Ogata H., Ida T., Izumi M., Sugimoto H., Miki M. and Kitano M.: HTS Bulk Pole-Field Magnets Motor With a Multiple Rotor Cooled by Liquid Nitrogen, *Applied Superconductivity, IEEE Transactions on* , vol.17, no.2, pp.1553-1556, June 2007.

(Matthias, 1965) – B.T. Matthias, T.H. Geballe, R.H. Willens, E. Corenzwit and G.W. Hull, *Physical Review* 139, 1501, 1965.

(May, 2009) – Hardo May, Jan Hoffmann, Wolf-Ruediger Canders, Ryszard Palka, Activation and electro-dynamic dampers, key technologies for the operation of superconducting magnetic bearings, *COMPEL: The International Journal for Computation and Mathematics in Electrical and Electronic Engineering*, Vol. 28 Iss: 1, pp.188 – 20, 2009.

(McConnell, 2000) – McConnell, B. W., Metha, S. P., Walker, M. S., HTS Transformers, *IEEE PowerEngineering Review* , 20, 6, pp. 7-11, 2000.

(Mehra, 2001) – Mehra, J., & Rechenberg, H., *The Historical Development of Quantum Theory*, Volume 6: The Completion of Quantum Mechanics 1926–1941. Springer, 2001.

(Mehta, 1997) – Mehta, S. P., Aversa, N., Walker, M. S., Transforming transformers, *IEEE Spectrum*, 34, 7, pp. 43-49, 1997.

(Meissner, 1933) – Meissner W. and Ochsenfeld R.: Ein neuer effekt bei eintritt der supraleitfähigkeit, *Naturwissenschaften*, 21 (44): 787–788, 1933.

(Miki, 2006) – Miki M., Tokura S., Hayakawa H., Inami H., Kitano M., Matsuzaki H., Kimura Y., Ohtani I., Morita E., Ogata H., Izumi M., Sugimoto H. and Ida T.: Development of a synchronous motor with Gd–Ba–Cu–O bulk superconductors as pole-field magnets for propulsion system, *Supercond. Sci. Technol.*, 19, S494-S499, 2006.

(Mulholland, 2012) – Joseph Mulholland, Thomas P. Sheahen, and Ben McConnell, Analysis of Future Prices and Markets for High Temperature Superconductors <http://www.ornl.gov/sci/htsc/documents/pdf/Mulholland%20Report%20063003.pdf> (Nov/2012)

(Muramatsu, 2001) – Muramatsu R., Sadakata S., Tsuda M. and Ishiyama A.: Trial production and experiments of linear actuator with HTS bulk secondary, *Applied Superconductivity, IEEE Transactions on*, vol.11, no.1, pp.1976-1979, Mar 2001.

(Muta, 2001) – Muta, I., Jung, H. J., Hirata, T., Nakamura, T., Hoshino, T., Konishi, T., Fundamental Experiments of Axial-Type BSCCO-Bulk Superconducting Motor Model. *IEEE Transactions on Applied Superconductivity* , 11, 1, pp. 1964-1967, 2001.

(Muta, 2002) – Muta I., Jung H., Nakamura T. and Hoshino T.: Performance of axial-type motor with Bi-2223 HTS bulk rotor, *Elsevier, Physica C*, 372–376, pp. 1531–1534, 2002.

(Nabara, 2012) – Nabara, Y., Takahashi, Y. et al., Procurement of Nb₃Sn Superconducting Conductors in ITER, *Journal of Plasma and Fusion Research SERIES*, vol.9, p.270-275, 2010

(Nachtrab, 2008) – W. T. Nachtrab, C. V. Renaud, T. Wong, X. T. Liu, T. M. Shen, U.P. Trociewitz, and J. Schwartz, Development of High Superconductor Fraction Bi₂ Sr₂CaCu₂O_x/Ag Wire for MRI, *IEEE Trans. Appl. Supercond.*, vol. 18, no. 2, pp. 1184–1187, June 2008.

(Nagashima, 2009) – Nagashima, K., Seino, H., Sakai, N., et al. Superconducting Magnetic Bearing for a Flywheel Energy Storage System Using Superconducting Coils and Bulk Superconductors, *Physica C*, v. 469, pp. 1244–1249, 2009.

(Nagaya, 2003) – S. Nagaya, K. Komura, N. Kashima, H. Kawashima, S. Unisuga, Y. Kakiuchi, Development of the composite superconducting magnetic bearing for superconducting flywheel, *Physica C: Superconductivity*, Volumes 392–396, Part 1, , Pages 719-722, October 2003

(Nagaya, 2004) – Nagaya S., Hirano N., Shikimachi K., Hanai S., Inagaki J., Maruyama K., Ioka S., Ono M., Ohsemochi K. and Kurusu T.: Development of MJ-class HTS SMES for bridging instantaneous voltage dips, *Applied Superconductivity, IEEE Transactions on*, vol.14, no.2, pp. 770-773, June 2004.

(Nakagawa, 1995) – Nakagawa Y., Kazumori M., Ichikawa T., Ohshima S., Ikeda B., Matsunobu Y., Yagi Y., Ueda A. and Kitajima T.: Recent development progress of 70 MW class superconducting generators, *Applied Superconductivity, IEEE Transactions on*, vol.5, no.2, pp. 457- 460, Jun 1995.

(Nakamura, 2003) – Nakamura T., Jung H. J., Fukui K., Muta I. and Hoshino T.: Electromagnetic characteristics of Bi-2223 disk in a rotating magnetic field, *Elsevier, Physica C: Superconductivity*, Volumes 392-396, Part 1, Proceedings of the 15th International Symposium on Superconductivity (ISS 2002): Advances in Superconductivity XV. Part I, Pages 664-668, October 2003.

(Nakamura, 2004) – Nakamura T., Jung H. J., Muta I. and Hoshino T.: Synchronization of an axial-type Bi-2223 bulk motor operated in liquid nitrogen, *Supercond. Sci. Technol.*, 17, pp. 1319–1323, November 2004.

(Naoue, 1997) – Naoue N.: Voltage compensation of permanent-magnet generator with capacitors, *Electric Machines and Drives Conference Record, 1997. IEEE International* , vol., no., pp.WB2/14.1-WB2/14.3, 18-21 May 1997.

(Nick, 2002) – Nick W., Nerowski G., Neumuller H. W., Frank M., Hasselt P., Frauenhofer J. and Steinmeyer F.: 380 kW synchronous machine with HTS rotor windings development at Siemens and first test results, *Physica C: Superconductivity*, Volumes 372-376, Part 3, Pages 1506-1512, August 2002.

(Noe, 2001) – Noe M., Juengst K. P., Werfel F., Cowey L., Wolf A. and Elschner S.: Investigation of high-T_c bulk material for its use in resistive superconducting fault current limiters, *Applied Superconductivity, IEEE Transactions on* , vol.11, no.1, pp.1960-1963, Mar 2001.

(Noe, 2001) – Noe, M., Juengst, K.-P., Werfel, F., Cowey, L., Wolf, A., Elschner, S, Investigation of high-T_c bulk material for its use in resistive superconducting fault current limiters, *IEEE Transactions on Applied Superconductivity* , 11, 1960-1963, 2001.

(Nomura, 2005) – Shinichi Nomura, Naruaki Watanabe, Chisato Suzuki, Hiroki Ajikawa, Michio Uyama, Shinya Kajita, Yoshihiro Ohata, Hiroaki Tsutsui, Shunji Tsuji-Iio, Ryuichi Shimada, Advanced configuration of superconducting magnetic energy storage, *Energy*, Volume 30, Issues 11–12, Pages 2115-2127, 2005.

(Nomura, 2009) – Nomura S., Tanaka N., Tsuboi K., Tsutsui H., Tsuji-Iio S. and Shimada R.: Design considerations for SMES systems applied to HVDC links, *Power Electronics and Applications, EPE '09, 13th European Conference on*, vol., no., pp.1-10, 8-10 Sept. 2009.

(Nottke, 1990) – Nathan Nottke and Curt Bilby, A Superconducting Quenchgun for Delivering Lunar, NASA Contractor Report 185161, LSPI-901, April 1990

(Nozières, 1966) – P. Nozières and W. F. Vinen, *Philos. Mag.* 14, 667, 1966

(Ogata, 2010) – Ogata, M., Miyazaki, Y., Hasegawa, H., et al. Basic Study of HTS Magnet Using 2G Wires for Maglev Train, Accepted for publication at *Physica C*, pp. 1–5, 2010.

(Oh, 2002) – S.S Oh, H.S Ha, D.W Ha, H.M Jang, C Park, K.J Song, Y.K Kwon, K.S Ryu, Development of Bi-2223 HTS tape and its application to coil and current leads, *Cryogenics*, Volume 42, Issues 6–7, Pages 377-382, 2002.

(Okano, 2000) – Okano M., Tamada N., Fuchino S., Ishii I. and Iwamoto T.: Numerical analysis of a superconducting bearing, *Applied Superconductivity, IEEE Transactions on*, vol.10, no.1, pp.909-912, Mar 2000.

(O'Kelly, 1969) – O'Kelly D.: Eddy-current and hysteresis effects in rotating machines, *Electrical Engineers, Proceedings of the Institution of*, vol.116, no.3, pp.391,394, March 1969.

(O'Kelly, 1971) – O'Kelly D.: Equivalent Circuits for Single-Phase Induction and Hysteresis Motors, *Power Apparatus and Systems, IEEE Transactions on*, vol.PAS-90, no.1, pp.279-288, Jan. 1971.

(Oliveira, 2006) – U. Oliveira, C. Shigue, C. Baldan, and E. Ruppert Filho, Influência dos esforços mecânicos sobre as características supercondutoras e microestruturais de fitas supercondutoras de Bi-2223/Ag, 17 CBECIMat - Congresso Brasileiro de Engenharia e Ciência dos Materiais, 2006.

(Onnes, 1911) – H. Kamerlingh Onnes, Further experiments with liquid helium. H. On the electrical resistance of pure metals etc. VII. The potential difference necessary for the electric current through mercury below 4°19K, in: *KNAW, Proceedings*, 15 II, 1912-1913, Amsterdam, 1913, pp. 1406-1430

(Osamura, 1994) – Kozo Osamura (Ed.) *Composite Superconductors*, Marcel Dekker, Inc, 1994.

(Oswald, 1999) – Oswald B., Krone M., Soli M., Straßer T., Oswald J., Best K. J., Gawalek W. and Kovalev L.: Superconducting Reluctance Motors with YBCO Bulk Material, *IEEE Transactions on Applied Superconductivity*, vol. 9, no. 2, June 1999.

(Oswald, 2002) – Oswald B., Krone M., Straßer T., Best K. J., Söll M., Gawalek W., Gutt H. J., Kovalev L., Fisher L., Fuchs G., Krabbes G. and Freyhardt H. C.: Design of HTS reluctance motors up to several hundred kW, *Elsevier, Physica C*, 372–376, 1513–1516, 2002.

(Oswald, 2005) – Oswald B., Best K. J., Setzer M., Söll M., Gawalek W., Gutt A., Kovalev L., Krabbes G., Fisher L. and Freyhardt H. C.: Reluctance motors with bulk HTS material, *Supercond. Sci. Technol.* 18, S24–S29, 2005.

(Padamsee, 2009) – H. Padamsee, *RF Superconductivity - Science, Technology and Applications* WILEY-VCH Verlag GmbH &Co. KGaA, Weinheim, 2009.

(Park, 2010) – B. J. Park, Y. H. Han, S. Y. Jung, C. H. Kim, S. C. Han, J. P. Lee, B. C. Park and T. H. Sung, Static properties of high temperature superconductor bearings for a 10kWh class superconductor flywheel energy storage system, *Physica C: Superconductivity*, Volume 470, Issue 2, Pages 1772-1776, November 2010

(Pei, 2009) – Pei, R., Velichko, A., Hong, Z., et al. Numerical and Experimental Analysis of IC and AC Loss for Bent 2G HTS Wires Used in an Electric Machine, *IEEE Transactions on Applied Superconductivity*, v. 19, n. 3, pp. 3356–3360, 2009.

(Pereira, 2008) – Pereira P., Valtchev S., Pina J., Gonçalves A., Neves, M. Ventim and Rodrigues, A. L.: Power Electronics Performance in Cryogenic environment: Evaluation for use in HTS Power Devices, *Journal of Physics: Conference Series*, 97, 012219, 2008.

(Perin, 1991) – Perin, R., The superconducting magnet system for the LHC, *Magnetics*, IEEE Transactions on , vol.27, no.2, pp.1735-1742, Mar 1991

(Pina, 2006) – Pina J., Ventim Neves M., McCulloch M. and Rodrigues, A.: Design of a linear synchronous motor with high temperature superconductor materials in the armature and in the field excitation system, *Journal of Physics: Conf. Series*, 43, pp. 804-808, 2006.

(Pina, 2010) – Pina J., Polyphase Motor with Variable Number of Poles, WO Patent WO/2010/013,226.

(Pina, 2011) – Pina, J. M., D. Inacio, G. Luis, J. M. Ceballos, P. Pereira, J. Martins, M. Ventim-Neves, A. Alvarez, and A. L. Rodrigues, Research and Development of Alternative Concepts in HTS Machines, *Applied Superconductivity*, IEEE Transactions on, vol. 21, no. 3, pp. 1141 -1145, June, 2011.

(Poole, 1995) – C. P. Poole, Jr., H.A.Farach, R.J. Creswick, *Superconductivity*, Academic Press, 1995.

(Poole, 2007) – C. P. Poole, H.A. Farach, R.J. Creswick, and R. Prozorov, *Superconductivity*, 2nd ed., Academic Press Elsevier Ltd., Amsterdam, 2007.

(Qin, 2003) – Qin R. and Rahman M. A.: Magnetic equivalent circuit of PM hysteresis synchronous motor, *Magnetics*, *IEEE Transactions on* , vol.39, no.5, pp. 2998- 3000, Sept. 2003.

(Rahman, 1973) – Rahman, M.A.: Analytical Models for Polyphase Hysteresis Motor, *Power Apparatus and Systems*, *IEEE Transactions on*, vol.PAS-92, no.1, pp.237,242, Jan. 1973

(Rahman, 2004) – Rahman K., Patel N., Ward T., Nagashima J., Caricchi F. and Crescimbin F.: *Application of Direct Drive Wheel Motor for Fuel Cell Electric and Hybrid Electric Vehicle Propulsion System*, Conference Record IEEE 39th Industry Application Conference, Vol 3, October 2004.

(Ramos, 1991) – Maria José Ramos, Perdas histeréticas em supercondutores tipo II, Tese de mestrado, Instituto de Física “Gleb Wataghin” – Universidade Estadual de Campinas – UNICAMP, julho 1991.

(Rodrigues, 2000) – A. L. Rodrigues, Hysteresis motor with conventional and superconductor rotors, in proceedings of the International Conference on Electrical Machines ICEM 2000.

(Rodrigues, 2001) – L. Rodrigues: New Electric Reluctance Motor with Bulk Superconducting Materials on the Rotor, ACEMP 2001, Kusadasi, June 2001.

(Rokhvarger, 2012) – Rokhvarger A.: Thermochemical nanofabrication of high-temperature superconducting ceramic and multistrand electric wire.", *American Ceramic Society Bulletin*, Vol. 89, N. 8, pp. 28 – 38, 2012.

(Rose-Innes, 1994) – A. C. Rose-Innes, E.H.Roderick, *Introduction to Superconductivity*, 2^o edição revista, Pergamon(1994)

(Rossi, 2003) – Rossi, L., The LHC superconducting magnets, Particle Accelerator Conference, 2003. PAC 2003. Proceedings of the , vol.1, no., pp. 141- 145 Vol.1, 12-16 May 2003

(Rossi, 2004) – Rossi, L., Superconducting magnets for the LHC main lattice, *Applied Superconductivity*, IEEE Transactions on , vol.14, no.2, pp. 153- 158, June 2004

(Sato, 2012) – Ken-ichi Sato, Realization of an Energy- and Resource-Saving Society by Using Superconducting Technology, Newsletter "SEI NEWS" Vol.412, 2012

(Seeber, 1998) – Seeber B.: Handbook of Applied Superconductivity, Volume 2, CRC Press, pp: 1518-1530, 1998.

(Selvamanickam, 2009) – Selvamanickam, V., Chen, Y., Xiong, X., et al. High Performance 2G Wires: From R&D to Pilot-Scale Manufacturing, IEEE Transactions on Applied Superconductivity, v. 19, n. 3, pp. 3225–3230, 2009.

(Senoussi, 1992) – S. Senoussi, Journal Physics III France, 2, pp. 1041-1257, 1992.

(Sfetsos, 2000) – Sfetsos A., Pina J., Gonçalves A., Ventim Neves M. and Leão Rodrigues A.: Flux Plot Modelling of Superconducting Hysteresis Machines, *Internal report of the Supermachines project* (www.supermachines.org), 2000.

(Sharma, 2003) – Sharma N. D. and Bedford R. E.: Hysteresis Machines, Mumbai, Índia, 2003.

(Sheahen, 2002) – T. P. Sheahen, Introduction to High-Temperature Superconductivity, Kluwer Academic Publishers, New York, 2002.

(Shigue, 2005) – Shigue, Carlos Y., Effect of Combined Bending Strain and Thermal Cycling on the Voltage-Current Characteristic, IEEE Transactions on Applied Superconductivity, v. 15, n. 2, 2005.

(Shimada, 1999) – Shimada T., Shibuya M., Takahashi R., Imai Y., Kusafuka H., Shiobara R., Yamaguchi K., Takahashi M., Suzuki K. and Miyaike K.: Recent progress on 70 MW class superconducting generators, *Applied Superconductivity, IEEE Transactions on*, vol.9, no.2, pp.1189-1192, Jun 1999.

(Sim, 2004) – Sim J., Lee K., Cha G. and Lee J.K.: "Development of a HTS squirrel cage induction motor with HTS rotor bars," *Applied Superconductivity, IEEE Transactions on*, vol.14, no.2, pp. 916-919, June 2004.

(Smith, 1990) – Smith B. H. and Platt D.: Compound, series, axial flux induction machines: single phase analogy, *Electric Power Applications, IEE Proceedings B*, vol.137, no.4, pp.265-272, Jul 1990.

(Smith, 1998) – Smith, W. F., Princípios de Ciência e Engenharia dos Materiais, M. E. Rosa, M. A. Fortes, L. Guerra-Rosa, & M. F. Vaz, Trads., McGraw-Hill, 1998.

(Snitchler, 2005) – Snitchler G., Gamble B. and Kalsi S.S.: The performance of a 5 MW high temperature superconductor ship propulsion motor, *Applied Superconductivity, IEEE Transactions on*, vol.15, no.2, pp. 2206-2209, June 2005.

(Snitchler, 2010) – Snitchler G.: Progress on high temperature superconductor propulsion motors and direct drive wind generators, *Power Electronics Conference (IPEC), 2010 International*, pp.5-10, June 2010.

(Snyder, 2012) – Snyder, Richard V., Evolution of passive and active microwave filters, Microwave Symposium Digest (MTT), 2012 IEEE MTT-S International, vol., no., pp.1-3, 17-22 June 2012

(Steinmetz, 1917) – Steinmetz C. P.: Theory and Calculations of Electrical Apparatus, McGraw-Hill Book Company, New York N.Y., 1917.

(Steve, 2007) – Steve Inácio, Mário Ventim-Neves, João Pina, and Stanimir Valtchev.: Projecto de uma caixa de velocidades eléctrica por meio da variação do número de pólos para motores em disco de rotor em alumínio e em materiais supercondutores de alta temperatura (SAT), Tese de Mestrado. FCT-UNL, 2008.

(Sugawara, 2004) – Sugawara A., Ueda H. and Ishiyama A.: Preliminary experiments of a tubular linear actuator in the vertical direction using YBCO bulk, *Supercond. Sci. Technol.*, 17, S176, 2004.

(Sugyo, 2009) – Sugyo D., Kimura Y., Sano T., Yamaguchi K., Tsuzuki K., Taguchi R., Izumi M., Miki M., Kitano M., Sugimoto H. and Fujimoto H.: Bi-2223 Field-Poles Without Iron Core for an Axial Type of HTS Propulsion Motor, *Applied Superconductivity, IEEE Transactions on*, vol.19, no.3, pp.1687-1691, June 2009.

(SuperCond, 2010) – <http://superconductors.org/>

(Superczynski, 1997) – Superczynski M. J. and Waltman D. J.: Homopolar motor with high temperature superconductor field windings, *Applied Superconductivity, IEEE Transactions on*, vol.7, no.2, pp.513-518, Jun 1997.

(Takayanagi, 2008) – H. Takayanagi, Controllable Quantum States - Mesoscopic Superconductivity and Spintronics, World Scientific Publishing, Singapore, 2008.

(Tang, 2007) – Tang J., Zhang Y. and Fang J.: Superconducting Levitation Styles for Superconducting Energy Storage Flywheel, *Mechatronics and Automation, 2007. ICMA 2007, International Conference on*, vol., no., pp.2889-2893, 5-8 Aug. 2007.

(Thomas, 2000) – Thomas C., James B., Lomax Jr. F. and Kuhn Jr. I., *Int. Journal of Hydrogen Energy*, Vol 25, Issue 6, 1, pp. 551-567, June 2000.

(Tixador, 1997) – Tixador P. and Daffix H.: Conceptual design of an electrical machine with both low and high T_c superconductors, *Applied Superconductivity, IEEE Transactions on*, vol.7, no.4, pp.3858-3865, Dec 1997.

(Tixador, 1999) – Tixador P., Simon F., Daffix H. and Deleglise M.: 150-kW experimental superconducting permanent-magnet motor, *Applied Superconductivity, IEEE Transactions on*, vol.9, no.2, pp.1205-1208, Jun 1999.

(Tixador, 2001) – Tixador P., Porcar L., Floch E., Buzon D., Isfort D., Bourgault D., Chaud X. and Tournier R.: Current limitation with bulk Y-Ba-Cu-O, *Applied Superconductivity, IEEE Transactions on*, vol.11, no.1, pp.2034-2037, Mar 2001

(Tixador1, 1997) – Tixador P., Tempe A., Gautier-Picard P., Chaud X. and Beaunon E.: Electrical motor with bulk Y-Ba-Cu-O pellets, *Applied Superconductivity, IEEE Transactions on*, vol.7, no.2, pp.896-899, Jun 1997.

(Tomita, 2003) – Tomita M. and Murakami: High-temperature superconductor bulk magnets that can trap magnetic field of over 17 tesla at 29 K, *Nature*, vol. 421, pp. 517–520, 2003.

(Torres, 1997) – Jose Henrique Spahn Torres, Dinâmica de vórtices Josephson intergranulares em supercondutores cerâmicos, Tese de Mestrado apresentada ao Instituto de Física “Gleb Wataghin”, da Universidade Estadual de Campinas, 1997.

(Trindade, 2004) - Trindade M.J. (2004) A Magnetoencefalografia – Aplicações Clínicas. Acta Médica Portuguesa, II Série (Vol. 17, nº. 3)

(Tsuboi, 2003) – Tsuboi Y. and Ohsaki H.: Torque characteristics of a motor using bulk superconductor in the rotor in the transient phase, *Applied Superconductivity, IEEE Transactions on*, vol.13, no.2, pp. 2210-2213, June 2003.

(Tsuboi1, 2003) – Tsuboi Y. and Ohsaki H.: Fundamental study of a generator using bulk superconductors in the rotor, *Physica C: Superconductivity*, Volumes 392-396, Part 1, Proceedings of the 15th International Symposium on Superconductivity (ISS 2002): Advances in Superconductivity XV. Part I, Pages 684-689, October 2003.

(Tsuchiya, 2000) – Tsuchiya M. and Ohsaki H.: Characteristics of electromagnetic force of EMS-type maglev vehicle using bulk superconductors, *Magnetics, IEEE Transactions on* 36 (5): 3683–3685, September 2000.

(Tsuda, 2007) – Tsuda T., Fukami T., Kanamaru Y. and Miyamoto T.: Effects of the Built-in Permanent Magnet Rotor on the Equivalent Circuit Parameters of a Permanent Magnet Induction Generator, *Energy Conversion, IEEE Transactions on* , vol.22, no.3, pp.798-799, Sept. 2007.

(Turney, 1989) – George E. Turney, Roger W. Luidens, Kenneth Uherka and John Hull, Aeronautical Applications of High-Temperature Superconductors, Aircraft Design, Systems and Operations Conference co-sponsored by the AIAA, AHS and ASEE Seattle, Washington, July 31-August 2, 1989

(Viña, 2000) – Viña M. J.: Hacia el motor superconductor: estudio de las interacciones entre un rotor superconductor y un estator convencional y de la viabilidad de su uso para producir par y levitación, Departament D' Enginyeria elèctrica – Universitat Politècnica de Catalunya, Barcelona, (Spanish) 2000.

(Viña, 2002) – Viña M. J., Hacia el motor superconductor: estudio de las interacciones entre un rotor superconductor y un estator convencional y de la viabilidad de su uso para producir par y levitación, Departament D' Enginyeria elèctrica – Universitat Politècnica de Catalunya, Barcelona, 2002.

(Vipulanandan, 2003) – Vipulanandan C. and Lu W.: Characterizing Superconducting BSCCO Tapes and Bulk Joints, *IEEE Transactions on Applied Superconductivity*, VOL. 13, NO. 2., 2003.

(Voccio, 2007) – Voccio J., King C., Aized D., Thieme C., MacDonald T., Snitchler G., Gamble B. and Malozemoff A. P.: 2G HTS Wires and the Implications for Motor and Generator Applications, *Applied Superconductivity, IEEE Transactions on* , vol.17, no.2, pp.1591-1594, June 2007.

(Waldram, 1996) – J. R. Waldram Superconductivity of Metals and Cuprates, IOP Publishing Ltd, 1996.

(Walivadekar, 1993) – Walivadekar V. N., Athani V. V. and Acharya G.N.: Equivalent circuit for switched reluctance motor, *TENCON '93. Proceedings. Computer, Communication, Control and Power Engineering.1993 IEEE Region 10 Conference on* , vol., no.0, pp.568-571 vol.5, 19-21 Oct 1993.

(Wang, 2007) – Wang Y., Zhao X., Han J., Li H., Guan Y., Bao Q., Xiao L., Lin L., Xu X., Song N. and Zhang F.: Development of a 630 kVA Three-Phase HTS Transformer With Amorphous Alloy Cores, *Applied Superconductivity, IEEE Transactions on*, vol.17, no.2, pp.2051-2054, June 2007.

(Weh, 1990) – Weh H. and May H.: Field Conditioning by superconducting Screens in: Superconductivity in Energy Technologies, *edited by VDI Technologiezentrum*, VDI-Verlag GmbH, Düsseldorf, p. 110, 1990.

(Werfel, 2012) – F. N. Werfel, U Floegel-Delor, R Rothfeld, T Riedel, B Goebel, D Wippich and P Schirrmeister Superconductor bearings, flywheels and transportation, *Supercond. Sci. Technol.* Vol. 25, Iss n. 1, page 014007, 2012.

(Werfel1, 2012) – Frank N. Werfel, Uta Floegel-Delor, Thomas Riedel, Bernd Goebel, Rolf Rothfeld, Peter Schirrmeister, Dieter Wippich, Large-scale HTS bulks for magnetic application, *Physica C: Superconductivity*, Available online 21 March 2012,

(Wijenayake, 1997) – Wijenayake A. H., Schmidt P. B.: Modeling and analysis of permanent magnet synchronous motor by taking saturation and core loss into account, *Power Electronics and Drive Systems, 1997. Proceedings., 1997 International Conference on*, vol.2, no., pp.530-534 vol.2, 26-29 May 1997.

(Willén, 2005) – Willén, D., Matheus, C., Lindsay, D., Gouge, M., The Application of Triaxial High- Temperature Superconducting Power Cables in Distribution Networks, CIREN, 18th International Conference on Electricity Distribution. Turin, Italy, 2005.

(Wilson, 1983) – Wilson, M. N., Superconducting Magnets, Oxford Science Publications, 1983.

(Winn, 2009) – Winn P.M.: Torque transmission assembly for superconducting rotating machines, US Patent US 7638908 B2, Google Patents, 2009.

(Woodson e Melcher, 1968) – Woodson H. and Melcher, J.: Electromechanical Dynamics Part 1: Discrete Systems, J. Wiley, New York, 1968.

(Ye, 2007) – Lin Ye, Majoros, M., Coombs, T. and Campbell, AM.: System Studies of the Superconducting Fault Current Limiter in Electrical Distribution Grids, *Applied Superconductivity, IEEE Transactions on*, vol.17, no.2, pp.2339,2342, June 2007.

(Yokoyama, 2012) – Yokoyama, K.; Oka, T.; Noto, K.; , Pulsed-Field Magnetization of a Superconducting Bulk Magnet After Field Cooling Using a Permanent Magnet" *Applied Superconductivity, IEEE Transactions on*, vol.22, no.3, pp.4700104, June 2012.

(Yoshida, 1994) – Y. Yoshida, M. Uesaka, and K. Miya, Magnetic field and force analysis of high T_c superconductor with flux flow and creep, *IEEE Trans. Magn.*, vol. 30, no. 5, pp. 3503–3506, 1994.

(You, 2005) – You J. Q., Nori, F.: Superconducting Circuits and Quantum Information, *Physics Today* 58, 42, 2005

(Yuan, 2007) – Yuan, Shen, Gradient coil design using Bi-2223 high temperature superconducting tape for magnetic resonance imaging, *Med Eng Phys.*, vol. 29(4), pp. 442-8, 2007

(Yuan, 2010) – Yuan, W., Xian, W., Ainslie, M., et al. Design and Test of a Superconducting Magnetic Energy Storage (SMES) Coil, *IEEE Transactions on Applied Superconductivity*, vol. 20, n. 3, pp. 1379–1382, 2010.

(Zagoskin, 2007) – Zagoskin, A., Blais, A. : Superconducting qubits, *Physics in Canada* 63: 215, 2007.


(Zaher, 1990) – Zaher F. A.: An analytical solution for the field of a hysteresis motor based on complex permeability, Cairo, Egypt, 1990.

(Zhang, 2000) – Zhang B., Driscoll D. and Dombrovski V.: Development status of a 1000 HP superconducting motor, *Cement Industry Technical Conference, 2000 IEEE-IAS/PCA*, pp.81-85, 2000.

Anexo: Propriedades do YBCO

Progress Toward 500 kg IITS Bearings

Superconducting materials & components

A large, circular, textured object, likely a YBCO melt textured single or multi-seeded material, is shown in the background. It has a rough, crystalline appearance with a central circular feature.

YBCO melt textured single or multi – seeded
material

Made by ATZ, Germany

Progress Toward 500 kg IITS Bearings

Material Parameter $\text{Y1Ba2Cu3O7-}\delta + \text{Y2BCO5}$

melt textured material

- Transition temperature T_c 90 - 92 K (-181 °C)
- Specific resistance ρ_{300} 0.6 – 0.7 mΩcm
- Density (theoretical) 6.38 g/cm³
- Specific heat capacity k_{300} 0.18 Ws/K g /ATZ 0.43Ws/K g
- Coefficient heat transfer λ 4 W/ m K
- Lin. Expansion coefficient 5- 12 x 10⁻⁶ / K
- Tensile strength 25 – 30 MPa
- Critical current density J_c' 10⁴-10⁵ A/cm² (77 K, 0 T)
4x10⁶ A/cm² (4.2 K, 0 T)

Progress Toward 500 kg IITS Bearings

Typical parameters melt textured YBCO (2004/2005)

Size:

Dia 35 – 60 mm, 13 mm thickness

Magnetic force (77 K):

70 – 80 N at 0.5 mm

against 25 mm SmCo, 0.4 Tesla

Trapped field (77 K): 0.8 – 0.9 Tesla

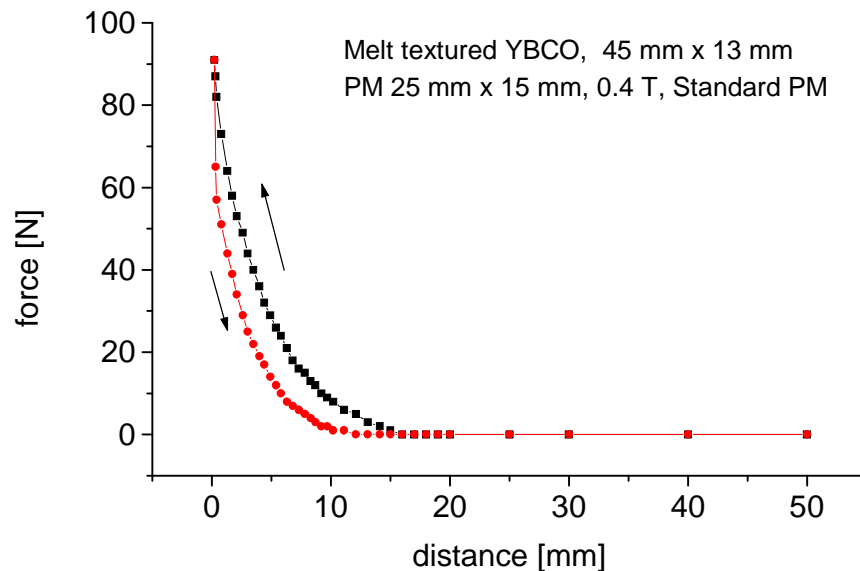
Excitation 1.4 Tesla

$J_c = 30 - 40 \text{ kA/cm}^2 @ 77 \text{ K, self field}$



Progress Toward 500 kg IITS Bearings

YBCO melt textured material 2006 – 07 / top parameters



Levitation : German Standard PM SmCo 25mm x 15 mm, 0.4 Tesla

$$F (\text{max.}) = 91 \text{ N}; F / A = 18,6 \text{ N/cm}^2 (0.4 \text{ Tesla})$$

Max. trapped field: $B = 1.1 \text{ T}$ at 1.4 T excitation (77 K)

Critical Current: $J_c \sim 10^5 \text{ A/cm}^2$ (magnet. measurement)